第64卷 第3期 天 文 学 报 Vol. 64 No. 3
2023年5月 ACTA ASTRONOMICA SINICA May, 2023

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2023.03.006

太阳风中电磁离子回旋波的观测与理论研究进展*

李秋幻[1†] 杨 磊[2] 向 梁[1] 赵国清[1] 吴德金[2]

(1 洛阳师范学院空间物理研究所 洛阳 471934)
(2 中国科学院紫金山天文台行星科学重点实验室 南京 210023)

摘要 太阳风中的电磁离子回旋(Electromagnetic Ion Cyclotron, EMIC)波自报道以来, 受到了广泛的关注和研究. 由于波的频率接近质子的回旋频率, EMIC波可以通过回旋共振波粒相互作用将波能传递给离子, 并在太阳风粒子加热和加速等能化现象中发挥重要作用. 总结了太阳风中EMIC波的观测和理论研究进展, 包括EMIC波在磁云内外、磁云和行星际日冕物质抛射鞘区中的观测研究得到的一系列结果以及基于观测进行波的激发机制所取得的研究进展, 并展望未来研究太阳风中EMIC波的突破方向.

关键词 太阳: 太阳风, 波动, 不稳定性
中图分类号: P144; **文献标识码**: A

1 引言

太阳风是从太阳大气持续吹出的高温、高速、弱碰撞的带电粒子流, 其中发生的许多等离子体活动现象(如行星际日冕物质抛射、激波、等离子体波动、湍流等)影响着行星际空间天气的变化[1–2]. 太阳风等离子体通常处于高度湍动且明显混沌的状态, 被认为是各种等离子体波动的天然载体[3–4]. 其中, 电磁离子回旋(Electromagnetic Ion Cyclotron, EMIC)波是普遍存在于行星际空间中的一种电磁扰动, 也被认为是导致太阳风加热和加速等能化现象重要的物理机制之一[5–7].

EMIC波是指频率接近质子回旋频率的低频等离子体波动, 其相对磁场的传播方向分为平行传播和斜传播, 并存在左旋和右旋两种偏振状态[8]. 当波的传播方向发生改变时, 其偏振特性也会随之变化, 即从平行传播情形下圆偏振状态(左旋或右旋)变为斜传播情形下的椭圆偏振状态. 左旋EMIC波分支包含频率接近质子回旋频率的离子回旋波和频率远小于质子回旋频率的剪切阿尔文波, 因此左旋EMIC波又称为阿尔文/离子回旋波[9]. 频率小于或接近质子回旋频率的磁声波和频率高于质子回旋频率而低于电子回旋频率的哨声波同属于右旋EMIC波分支, 因此右旋EMIC波又称为磁声/哨声波[9]. 在太阳风中, 离子尺度上非零磁螺度的观测特征被认为是湍流扰动的回旋阻尼证据, 并有助于在动力学尺度上的耗散和加热[10–11]. 离子回旋共振可以使电磁波动与离子回旋运动发生耦合, 并通过离子回旋尺度上的阿尔文波的阻尼效应来促进日冕等离子体的加热[12–14]. 因此, EMIC波在揭示太阳风粒子加热与加速以及波能耗散等过程的物理机制中发挥着重要作用[15–18].

近年来, 随着太阳风局地探测卫星的分辨率越来越高, 人们陆续对太阳风中EMIC波展开了一系列研究. 基于STEREO卫星数据, Jian等人首次对

2022-10-24收到原稿, 2023-02-14收到修改稿

*国家自然科学基金项目(12103017、42174202)、河南省自然科学基金项目(232300421072、222300420061)和河南省高等学校重点科研项目(23A170007)资助

†liqh0907@163.com

太阳风中的EMIC波事件进行了报道[19]. 从观测上来看, 太阳风中的EMIC波主要沿着径向磁场传播(即准平行传播), 并存在左旋和右旋两种偏振状态, 且左旋EMIC波的发生率高于右旋EMIC波的发生率.

Jian等人基于MESSENGER和STEREO卫星数据的统计研究指出: 内日球层中也存在EMIC波事件, 且0.3 AU处的波能大于1 AU处的波能[20–21]. 通过比较不同径向距离处左旋和右旋EMIC波的波动特性, Jian等人发现, 随着径向距离的增加, EMIC波的频率在不断减小, 而左旋EMIC波的功率谱总是高于右旋EMIC波的功率谱[21].

Boardsen等人利用MESSENGER卫星多年的观测数据详细研究了EMIC波在0.3–0.7 AU的波动特性随径向距离的演化特征[22]. 结果发现, 波的频率在0.3 AU处为0.13 Hz左右, 在0.7 AU处减少至0.04 Hz, 然而归一化频率(波的频率除以当地质子回旋频率)呈现增加趋势, 即从0.35缓慢增加至0.5. 随着径向距离增大, 行星际磁场也明显减弱, 致使波的频率$f_{\rm sw}$和质子的回旋频率$f_{\rm pc}$随径向距离的增大(从0.3 AU到1 AU)均显著地向较低频率范围移动. 这些特征表明大多数EMIC波在行星际传播的过程中受到了阻尼. 当波的归一化频率$f_{\rm sw}/f_{\rm pc}$接近于1 (即波的频率接近质子的回旋频率)时, 左旋EMIC波将与离子有效地发生回旋共振相互作用, 并将波的能量传递给离子, 从而加热太阳风. 最近, Bowen等[23]和Bale等[24]利用Parker Solar Probe卫星的最新观测数据研究了靠近太阳大气的EMIC波事件, 研究结果表明EMIC波的发生并不局限于径向磁场方向. 这一系列的观测研究表明, EMIC波充满整个行星际空间, 并在调制太阳风离子分布中发挥着重要作用.

鉴于EMIC波在太阳风中的重要性和普遍性, 其激发机制也受到了广泛地关注. 一直以来, 关于太阳风中EMIC波的产生机制大致有两种主要观点: 一种观点认为, 这些波产生于太阳大气, 是通过太阳风传播到行星际空间的没有参与太阳风加热过程的残余高频阿尔文波[19, 25–26]; 另一种观点则认为, 这些波可能是由太阳风中存在的自由能通过等离子体不稳定性所激发的, 如温度各向异性、离子束流以及电子和离子的损失锥分布等[27–28]. 在太阳风中, 激发EMIC波的主要机制是离子温度各向异性不稳定性[29–34]. 在离子垂直温度大于平行温度的情形下($T_{\rm i\perp} > T_{\rm i\parallel}$), 离子温度各向异性不稳定性能有效激发阿尔文/离子回旋波[35–36]; 在离子垂直温度小于平行温度的情形下($T_{\rm i\perp} < T_{\rm i\parallel}$), 离子温度各向异性不稳定性则有效激发磁声/哨声波[30, 34].

太阳风中离子束流同样也可以为激发平行传播的右旋磁声/哨声波和斜传播的阿尔文/离子回旋波提供额外的自由能[37–42]. 当等离子体呈现垂直于背景磁场的环分布或环束流分布时, 阿尔文/离子回旋波将通过离子回旋不稳定性激发[43–46]. 另一方面, 相对各向同性且冷的离子束流能激发束流不稳定性, 该不稳定性能有效激发磁声/哨声波, 并使其增长得更快[47]. 此外, 有关研究表明, 太阳风中存在的少量α粒子虽然并不能提供足够的自由能激发EMIC波, 但是其密度和漂移速度的大小能显著影响左旋阿尔文/离子回旋波和右旋磁声/哨声波的发生率[48–50].

考虑α粒子与质子之间的相对漂移速度$\boldsymbol{V}_{\rm d} = \boldsymbol{V}_{\alpha} - \boldsymbol{V}_{\rm p}$ ($\boldsymbol{V}_{\alpha}$和$\boldsymbol{V}_{\rm p}$分别表示α粒子和质子的流速), Podesta等人分析了太阳风中该参量对质子温度各向异性不稳定性的影响[51]. 当太阳风等离子体表现出质子垂直温度各向异性$T_{\perp \rm p} > T_{\parallel \rm p}$时($T_{\perp \rm p}$和$T_{\parallel \rm p}$分别表示质子的垂直温度和平行温度), 离子回旋不稳定性的最大增长率出现在$+\boldsymbol{V}_{\rm d}$方向(即远离太阳向外传播). 而当太阳风等离子体处于质子平行温度各向异性$T_{\perp \rm p} < T_{\parallel \rm p}$时, 平行火舌管不稳定性的最大发生率发生在$-\boldsymbol{V}_{\rm d}$方向(即朝着太阳向内传播). 因此, α束流的漂移速度显著影响质子束流不稳定性, 使向外传播的阿尔文/离子回旋波和向内传播的磁声/哨声波优先产生.

到目前为止, 已有的研究工作在EMIC波的观测认证和激发机制上取得了不少重要成果, 但是其研究仍处于起步阶段, 其中诸多物理机制和基本问题有待进一步讨论. 例如: (1)太阳风中的EMIC波究竟来源于哪里, 其能量驱动源是什么; (2)太阳风中EMIC波与背景粒子能化现象是否相关, 能否在太阳风中找到EMIC波加热背景离子的观测证据;

(3)太阳风中存在各种自由能参量, 这些参量的径向演化与EMIC波的激发或吸收之间存在怎样的关联等等. 要回答以上问题, 我们需要对太阳风中EMIC波在观测和理论上的进展进行详细调研. 在本综述中, 我们将对EMIC波在磁云内外、磁云以及ICME鞘区中的观测研究进展做详细的介绍, 同时介绍太阳风中EMIC波的理论研究进展.

2 EMIC波的色散关系与偏振特性

基于等离子体动力论理论, Gary[52]研究了EMIC波的色散关系、偏振特性以及磁螺度等基本性质. 图1给出了阿尔文/离子回旋波的归一化频率$\omega_{\rm r}/\Omega_{\rm i}$和归一化阻尼率$\gamma/\Omega_{\rm i}$与归一化波数$kc/\Omega_{\rm i}$的相关性($\omega_{\rm r}$、$\Omega_{\rm i}$、$\gamma$、$k$和$c$分别表示波的实频、离子回旋频率、生长率、波数和光速), 其中不同的线分别表示不同的传播角度$\theta = 0°$、$20°$、$40°$、$60°$和$80°$[52]. 其他等离子体参量取值为电子质量与离子质量之比$m_{\rm e}/m_{\rm i} = 1/1836$, 电子温度与离子温度之比$T_{\rm e}/T_{\rm i} = 1$, 阿尔文速度与光速之比$v_{\rm A}/c = 10^{-4}$和离子热压与磁压之比$\beta_{\rm i} = 1$. 从图1可知, 阿尔文/离子回旋波的归一化频率小于1 ($\omega_{\rm r}/\Omega_{\rm i} < 1$). 在低频、长波长近似情形下, 阿尔文/离子回旋波的色散关系满足阿尔文波的色散关系$\omega_{\rm r} = k_z v_{\rm A}$ (k_z表示z方向的波数), 其存在较小的阻尼率. 在较大的波数情形下, 阿尔文/离子回旋波的阻尼率增大. 随着传播角θ增大, 阻尼率变小. 这表明在平行传播$\theta = 0°$情形下, 回旋共振阻尼最强, 从而导致波的阻尼率最大.

图2给出了阿尔文/离子回旋波偏振的倒数$\mathrm{Re}(p^{-1})$与归一化波数$kc/\Omega_{\rm i}$的相关性, 其中不同的线分别表示不同的传播角度$\theta = 0°$、$20°$、$40°$、$60°$和$80°$[52]. 图3给出了阿尔文/离子回旋波偏振的磁螺度σ与归一化波数$kc/\Omega_{\rm i}$的相关性, 其中不同的线分别表示不同的传播角度$\theta = 0°$、$20°$、$40°$、$60°$和$80°$[52]. 从图2和3可知, 在平行传播$\theta = 0°$情形下, 阿尔文/离子回旋波呈现左旋圆偏振. 随着传播角θ增大, 阿尔文/离子回旋波呈现左旋椭圆偏振. 当传播角足够大时, 阿尔文/离子回旋波从左旋转变至右旋偏振, 该结果与双流体理论的结果类似[53].

图4给出了磁声/哨声波的归一化频率$\omega_{\rm r}/\Omega_{\rm i}$和归一化阻尼率$\gamma/\Omega_{\rm i}$与归一化波数$kc/\Omega_{\rm i}$的相关性, 其中不同的线分别表示不同的传播角度$\theta = 0°$、$20°$、$40°$、$60°$和$80°$[52]. 从图4可知, 磁声/哨声波的频率可以从小于质子回旋频率延伸至大于质子回旋频率. 随着传播角θ增大, 磁声/哨声波的阻尼率先增大后减小, 且当$\theta \sim 60°$时, 磁声/哨声波存在最大阻尼率.

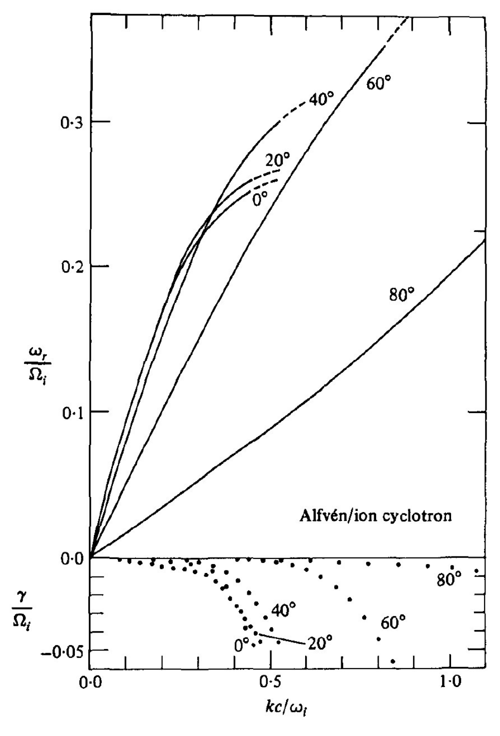


图 1 阿尔文/离子回旋波的频率$\omega_{\rm r}/\Omega_{\rm i}$ (实线)和阻尼率$\gamma/\Omega_{\rm i}$ (虚线)与归一化波数$kc/\Omega_{\rm i}$的相关性, 其中不同的线分别表示不同的传播角度$\theta = 0°$、$20°$、$40°$、$60°$和$80°$. 其他等离子体参量取值为$m_{\rm e}/m_{\rm i} = 1/1836$、$T_{\rm e}/T_{\rm i} = 1$、$v_{\rm A}/c = 10^{-4}$和$\beta_{\rm i} = 1$[52].

Fig. 1 The real frequency $\omega_{\rm r}/\Omega_{\rm i}$ (solid lines) and damping rate $\gamma/\Omega_{\rm i}$ (dashed lines) of the Alfvén/ion cyclotron wave versus the normalized wavenumber $kc/\omega_{\rm i}$, where different lines correspond to the propagation angle $\theta = 0°$, $20°$, $40°$, $60°$, and $80°$, respectively. Other plasma parameters have been used as $m_{\rm e}/m_{\rm i} = 1/1836$, $T_{\rm e}/T_{\rm i} = 1$, $v_{\rm A}/c = 10^{-4}$, and $\beta_{\rm i} = 1$[52].

图5给出了磁声/哨声波的偏振$\mathrm{Re}(p)$与归一化波数$kc/\Omega_{\rm i}$的相关性, 其中不同的线分别表示不同的传播角度$\theta = 0°$、$20°$、$40°$、$60°$和$80°$[52]. 图6给

出了磁声/哨声波的磁螺度σ与归一化波数$kc/\Omega_{\rm i}$的相关性, 其中不同的线分别表示不同的传播角度$\theta = 0°$、20°、40°、60°和80°[52]. 从图5和6可知, 在平行传播$\theta = 0°$情形下, 磁声/哨声波呈现右旋圆偏振. 随着传播角θ增大, 磁声/哨声波呈现右旋椭圆偏振.

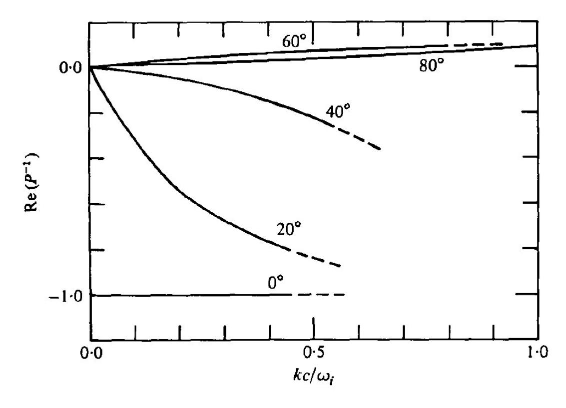


图 2 阿尔文/离子回旋波偏振的倒数Re(p^{-1})与归一化波数$kc/\Omega_{\rm i}$的相关性, 其中不同的线分别表示不同的传播角度$\theta = 0°$、20°、40°、60°和80°[52].

Fig. 2 The reciprocal of the polarization of the Alfvén/ion Re(p^{-1}) cyclotron wave versus the normalized wavenumber $kc/\Omega_{\rm i}$, where different lines correspond to the propagation angle $\theta = 0°$, 20°, 40°, 60°, and 80°, respectively[52].

由于太阳风的流速远大于局地阿尔文速度, EMIC波的色散关系和偏振特性在卫星参考系和等离子体参考系中存在巨大差异. EMIC波的频率从卫星参考系转换至等离子体参考系时, 需要去除多普勒频率漂移的影响. 基于双流体理论, Zhao等人详细研究了太阳风流速对EMIC波的色散和偏振特性的影响, 提出采用磁场偏振、平行坡印廷能流、质子速度与扰动磁场之比以及电子速度与扰动磁场之比4个参量辨认EMIC波在等离子体坐标系中的偏振特性[54]. 图7给出了波的归一化频率$\omega/\Omega_{\rm i}$、磁场偏振sign(ω)(iB_1/B_2) (i、B_1和B_2分别表示虚数单位、x轴和y轴方向的磁场分量)、归一化的质子速度与扰动磁场之比$(v_{{\rm i}\perp}/v_{\rm A})/(B_\perp/B_0)$ ($v_{{\rm i}\perp}$、$B_\perp$和B_0分别表示垂直的质子速度、垂直的扰动磁场和背景磁场)、电子速度与扰动磁场之比$(v_{{\rm e}\perp}/v_{\rm A})/(B_\perp/B_0)$ ($v_{{\rm e}\perp}$表示垂直的电子速度)和归一化的平行坡印廷能流$S_\parallel/(2v_{\rm A}w_B)$ ($v_{\rm A}$和w_B分别表示阿尔文速度和磁场能量密度)与归一化波数$k\lambda_{\rm i}$ (k和$\lambda_{\rm i}$分别表示波数和离子惯性长度)的相关性, 左图至右图分别表示归一化的流速$v_0/v_{\rm A} = 0$、2和-2[54]. 图中黑线和红线分别表示平行和反平行于背景磁场传播. 从图7可知, 在太阳风流速平行于背景磁场($v_0/v_{\rm A} = 2$)情形下, EMIC波的波动特性在卫星参考系和等离子体参考系的变化如下: (1)当扰动速度与扰动磁场的相关系数${\rm CC}_{B_\perp,V_\perp} < 0$且$S_\parallel/|S_\parallel| = 1$时, 在卫星坐标系中左旋EMIC波为等离子体坐标系中向前传播的阿尔文/离子回旋波; (2)当${\rm CC}_{B_\perp,V_\perp} > 0$且$S_\parallel/|S_\parallel| = 1$时, 在卫星坐标系中右旋EMIC波为等离子体坐标系中向后传播的阿尔文/离子回旋波; (3)当${\rm CC}_{B_\perp,V_\perp} < 0$且$S_\parallel/|S_\parallel| = 1$时, 在卫星坐标系中右旋EMIC波为等离子体坐标系中向前传播的磁声/哨声波; (4)当${\rm CC}_{B_\perp,V_\perp} > 0$且$S_\parallel/|S_\parallel| = 1$时, 在卫星坐标系中左旋EMIC波为等离子体坐标系中长波长和向后传播的磁声/哨声波; (5)当${\rm CC}_{B_\perp,V_\perp} > 0$且$S_\parallel/|S_\parallel| = -1$时, 在卫星坐标系中右旋EMIC波为等离子体坐标系中短波长和向后传播的磁声/哨声波.

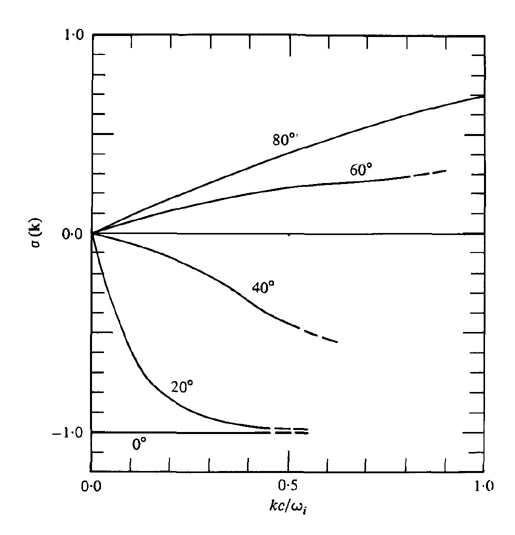


图 3 阿尔文/离子回旋波偏振的磁螺度σ与归一化波数$kc/\Omega_{\rm i}$的相关性, 其中不同的线分别表示不同的传播角度$\theta = 0°$、20°、40°、60°和80°[52].

Fig. 3 The magnetic helicity σ of the Alfvén/ion cyclotron wave versus the normalized wavenumber $kc/\Omega_{\rm i}$, where different lines correspond to the propagation angle $\theta = 0°$, 20°, 40°, 60°, and 80°, respectively[52].

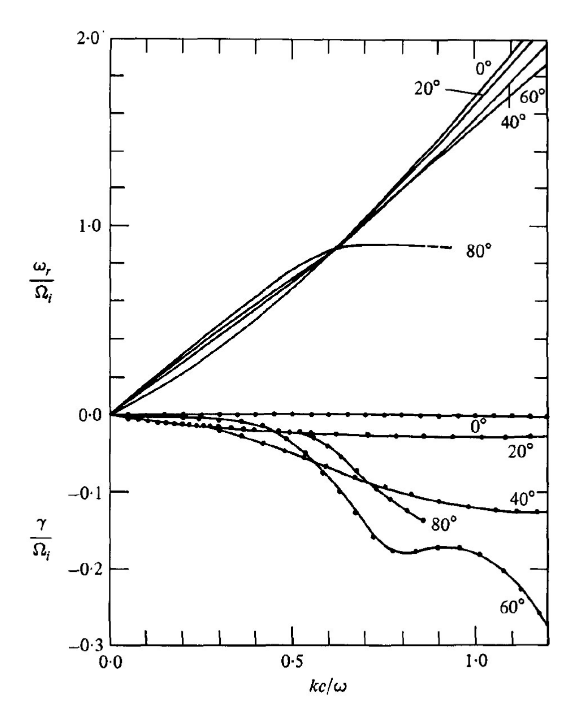


图 4 磁声/哨声波的频率ω_r/Ω_i (实线)和阻尼率γ/Ω_i (虚线)与归一化波数kc/Ω_i的相关性, 其中不同的线分别表示不同的传播角度$\theta = 0°$、20°、40°、60°和80°. 其他等离子体参量取值为$m_e/m_i = 1/1836$、$T_e/T_i = 1$、$v_A/c = 10^{-4}$和$\beta_i = 1$. [52]

Fig. 4 The wave frequency ω_r/Ω_i (solid lines) and damping rate γ/Ω_i (dashed lines) of the magnetosonic/whistler wave versus the normalized wavenumber kc/Ω_i, where different lines correspond to the propagation angle $\theta = 0°$, 20°, 40°, 60°, and 80°, respectively. Other plasma parameters have been used as $m_e/m_i = 1/1836$, $T_e/T_i = 1$, $v_A/c = 10^{-4}$, and $\beta_i = 1$[52].

在太阳风流速反平行于背景磁场($v_0/v_A = -2$)情形下, EMIC波的波动特性在卫星参考系和等离子体参考系变化如下: (1)当$CC_{B_\perp,V_\perp} < 0$且$S_\parallel/|S_\parallel| = -1$时, 在卫星坐标系中右旋EMIC波为等离子体坐标系中向前传播的阿尔文/离子回旋波; (2)当$CC_{B_\perp,V_\perp} > 0$且$S_\parallel/|S_\parallel| = -1$时, 在卫星坐标系中左旋EMIC波为等离子体坐标系中向后传播的阿尔文/离子回旋波; (3)当$CC_{B_\perp,V_\perp} < 0$且$S_\parallel/|S_\parallel| = -1$时, 在卫星坐标系中左旋EMIC波为等离子体坐标系中长波长和向前传播的磁声/哨声波; (4)当$CC_{B_\perp,V_\perp} < 0$且$S_\parallel/|S_\parallel| = 1$时, 在卫星坐标系中右旋EMIC波为等离子体坐标系中短波长和向前传播的磁声/哨声波; (5)当$CC_{B_\perp,V_\perp} > 0$且$S_\parallel/|S_\parallel| = -1$时, 在卫星坐标系中右旋EMIC波为等离子体坐标系中向后传播的磁声/哨声波.

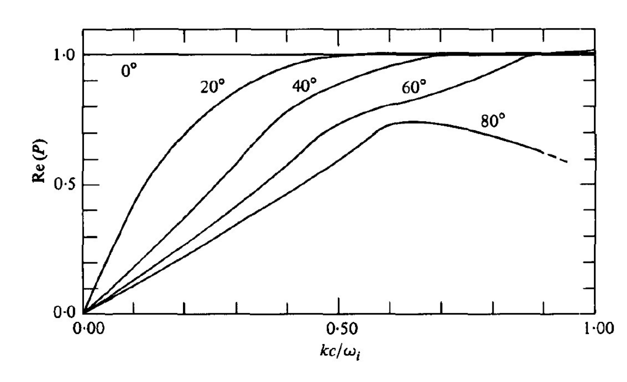


图 5 磁声/哨声波的偏振$\mathrm{Re}(p)$与归一化波数kc/Ω_i的相关性, 其中不同的线分别表示不同的传播角度$\theta = 0°$、20°、40°、60°和80°[52].

Fig. 5 The polarization of the magnetosonic/whistler wave versus the normalized wavenumber kc/Ω_i, where different lines correspond to the propagation angle $\theta = 0°$, 20°, 40°, 60°, and 80°, respectively[52].

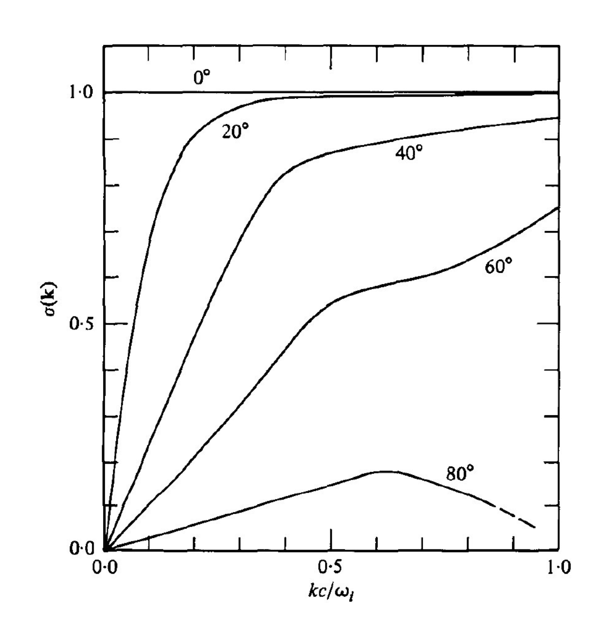


图 6 磁声/哨声波的磁螺度σ与归一化波数kc/Ω_i的相关性, 其中不同的线分别表示不同的传播角度$\theta = 0°$、20°、40°、60°和80°[52].

Fig. 6 The magnetic helicity σ of the magnetosonic/whistler wave versus the normalized wavenumber kc/Ω_i, where different lines correspond to the propagation angle $\theta = 0°$, 20°, 40°, 60°, and 80°, respectively[52].

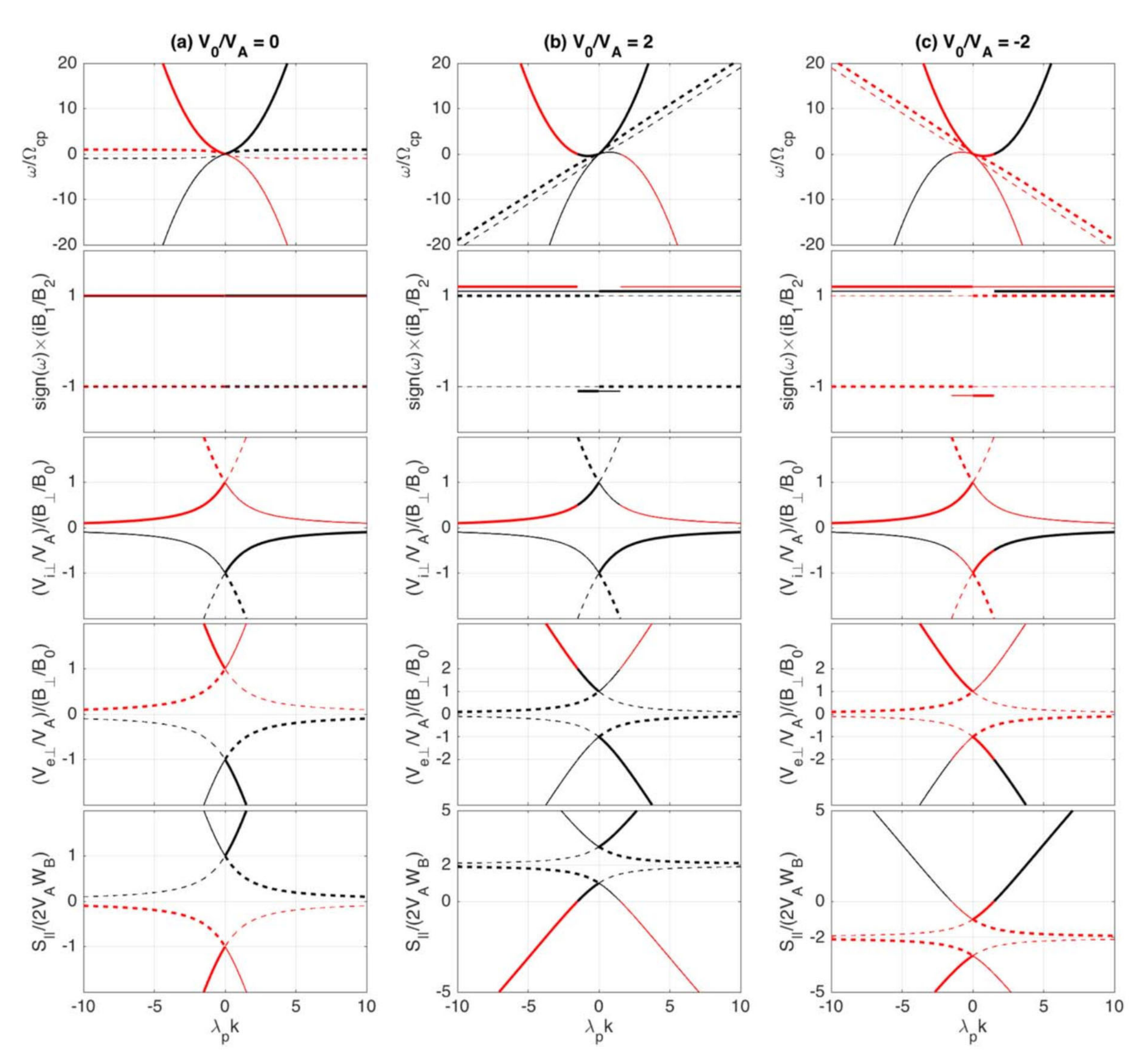


图 7 波的频率、磁场偏振、质子速度与扰动磁场之比、电子速度与扰动磁场之比和平行坡印廷能流与归一化波数$k\lambda_{\rm i}$的相关性, 左图至右图分别表示流速$v_0/v_{\rm A}=0$、2和-2. 图中黑线和红线分别表示平行和反平行于背景磁场传播[54].

Fig. 7 The wave frequency, magnetic polarization, ratio of proton velocity to magnetic field, ratio of electron velocity to magnetic field, and parallel Poynting flux as a function of the normalized wavenumber $k\lambda_{\rm i}$, where the left to right panels correspond to the flow velocity $v_0/v_{\rm A}=0$, 2 and -2, respectively. The black and red lines represent the propagation directions of waves parallel and antiparallel to the magnetic field, respectively[54].

3 EMIC波的观测研究进展

3.1 IMC内、外EMIC波的观测特性

行星际磁云(Interplanetary Magnetic Cloud, IMC)是行星际空间常见的大尺度磁结构, 可以与周围太阳风以及行星磁层发生相互作用[55–56]. 然而, 与IMC相关的等离子体波动却较少受到关注[57–58]. 基于STEREO卫星在2007—2013年间观测数据, Zhao等人对120个IMC内部及其周围的EMIC波进行了统计分析[59]. 通过采

用Hamming窗函数和带通滤波器方法, Zhao等人开发了一种自动识别波的检测程序[59]. 根据该程序, 共识别了7807个EMIC波事件, 其中24%的波发生在IMC内部, 76%的波发生在IMC周围的等离子体环境中. 通过对比分析背景等离子体参数对波发生率的影响, 发现EMIC波在高温、低密和高速的等离子体环境具有更高的发生率.

等离子体β值通常是磁化等离子体理论研究中的一个重要参数. 磁云及其周围区域的等离子体具有较宽的β值范围, 为研究β值对EMIC波特性的影响提供了很好的机会. 图8描述了左旋和右旋EMIC波的背景等离子体β参数对波特性的影响[59]. 值得注意的是, EMIC波的波频率、频带宽度和总功率都和β值之间存在正相关趋势. 其中, 左旋EMIC波的相关系数较高, 其幂律谱拟合的相关系数总是大于右旋EMIC波的相关系数. 从幂律谱拟合的幂指数来看, 左旋EMIC波的幂指数总是大于右旋EMIC波的幂指数.

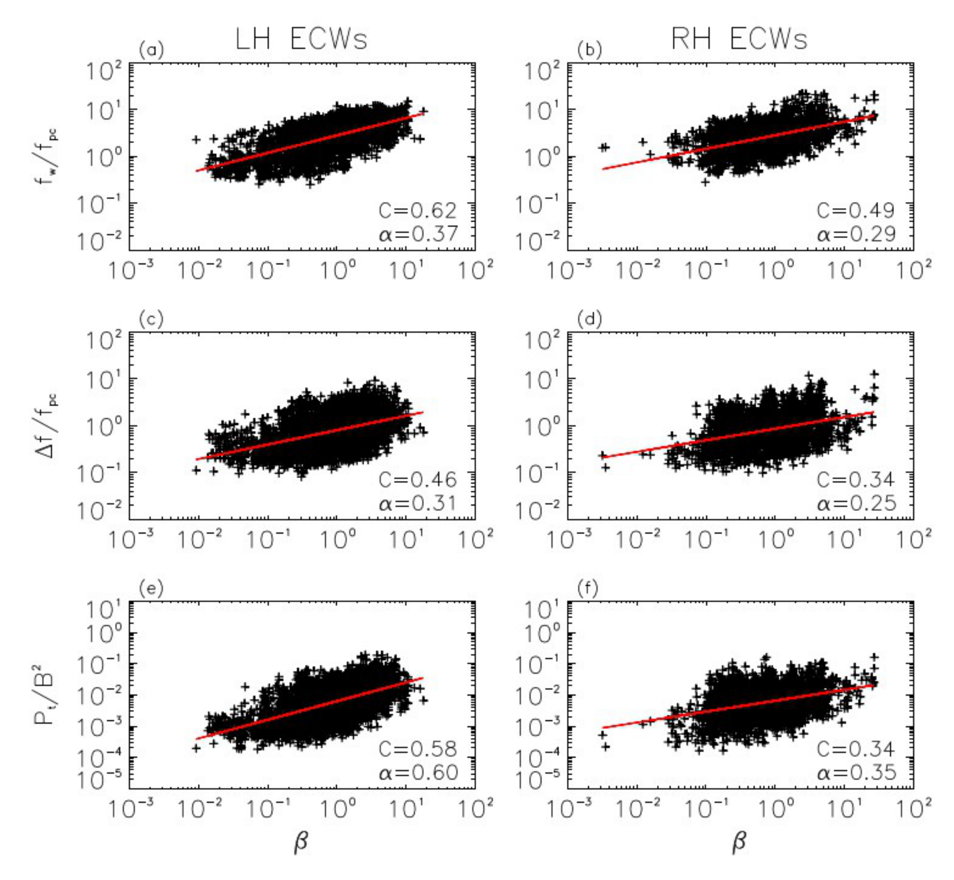


图 8 电磁离子回旋波的波动特征与等离子体β的散点图, 上至下图分别表示加权波频率、频带宽度和总功率. 左至右图分别表示左旋电磁离子回旋波和右旋电磁离子回旋波(图中标题LH ECWs和RH ECWs分别表示LH EMIC波和RH EMIC波). 红色实线表示幂律拟合, 其中C表示相关系数, α表示指数幂[59].

Fig. 8 Scatter plots of EMIC properties against plasma β. Top to bottom panels represent the weighted frequency, bandwidth, and total power, respectively. Left to right panels correspond to the left-hand (LH) EMIC and the right-hand (RH) EMIC waves, respectively (In the title of the figure, LH ECWs and RH ECWs represent the LH EMIC waves and RH EMIC waves, respectively). The red line denotes the power law fit, where C is the correlation coefficient and α is the exponent[59].

3.2 ICME/IMC鞘区内EMIC波的观测特性

行星际日冕物质抛射(Interplanetary Coronal Mass Ejection, ICME)是日冕物质抛射在行星际空间的对应物, 其中IMC是ICME的子集. 当ICME/IMC与背景太阳风发生相互作用时, 其前端会不断压缩背景太阳风并在一定程度上形成激波结构. 在激波和ICME/IMC主体之间, 存在着一个高温、高密和高β值的等离子区域, 该区域称为ICME/IMC鞘区. 与ICME/IMC内部等离子体环境不同, ICME/IMC鞘区等离子体的湍动往往更加剧烈, 各种等离子体波动参与其中. Zhao等人的研究也表明, EMIC波在IMC周围具有较高的发生率[59]. 然而有关ICME/IMC鞘区中EMIC波的认证分析和统计研究相对较少.

在等离子体参照系下, EMIC波的极化特性并不依赖于波的传播方向[9–10, 27], 其中左旋EMIC波的最大扰动方向几乎垂直于波矢$\boldsymbol{k}$和背景磁场所构成的$\boldsymbol{B_0}-\boldsymbol{k}$平面, 而右旋EMIC波的最大扰动方向几乎平行于$\boldsymbol{B_0}-\boldsymbol{k}$平面. 在卫星参照系下, EMIC波的偏振状态依赖于波的传播方向$\boldsymbol{k}$相对于背景太阳风流速的方向[19, 27]. 由于太阳风多普勒效应的影响, 观测到的EMIC波的偏振特性可以和等离子体参照系下的偏振状态相同或相反, 这取决于该波是远离太阳向外传播, 还是向着太阳向内传播.

利用STEREO卫星的观测数据, Li等人统计分析了IMC鞘区中的EMIC波的空间分布及其波动特性, 如图9所示[60]. 在时间占比方面, IMC鞘区中EMIC波的持续时间占总分析时间的9.2%, 该持续时间远高于在太阳风中的持续时间0.9%[21]. 这些波动在卫星参照系下呈现左旋和右旋两种偏振状态, 其中左旋偏振波的发生率高于右旋偏振波. 考虑多普勒效应的影响, Li等人进一步分析了在等离子体参照系下EMIC波的波动特性[60], 结果显示向着太阳传播的波动事件(向内传播的EMIC波)占总事件的一半以上. 此外, 向外传播的左旋波的发生率高于向内传播的左旋波, 而向外传播的右旋波的发生率低于向内传播的右旋波.

与背景太阳风环境不同, ICME/IMC鞘区中动力学尺度的激波或者等离子体不稳定性可能为EMIC波的激发提供自由能. 利用WIND卫星的磁场和等离子体数据, Li等人对62个与准垂直激波相关的ICME鞘区内EMIC波的空间分布特征进行了统计研究, 分析了在卫星参照系和等离子体参照系下EMIC波的空间分布特征以及激波参数对这些波发生率的影响[61]. 统计结果表明, EMIC波事件经常发生在低的马赫数$M_{\rm f}$和低的上游等离子体热压与磁压比β_1的鞘区. 在低$M_{\rm f}$激波的ICME鞘区中, 左旋EMIC波可能在激波前附近被激发, 然后被输运到下游区域, 即靠近激波结构的ICME鞘区前端. 因此, 左旋EMIC波通常存在于低马赫数和低β_1的准垂直激波下游区域. 另一方面, 在准垂直激波的下游区域, α粒子呈现束状分布, 且在中、低马赫数的激波情形下激发左旋EMIC波, 从而散射α粒子至球壳状分布.

图10和图11分别展示了ICME鞘区内EMIC波事件在$\beta_{\rm p\|}-T_{\rm p\perp}/T_{\rm p\|}$和$\beta_{\alpha\|}-T_{\alpha\perp}/T_{\alpha\|}$平面内的分布特性, 其中色标表示波动事件对应的鞘区空间位置(0表示前激波所处的位置, 1表示ICME前边界)[61]. 蓝色、红色、黑色和洋红色实线分别表示质子(图10)或α粒子(图11)回旋不稳定性、平行火舌管不稳定性、镜像不稳定性和斜火舌管不稳定性的理论阈值.

从图10和图11可知, 大部分的EMIC波分布在离子回旋不稳定性和火舌管不稳定性的阈值以内, 尤其对于右旋偏振的EMIC波. 从图10 (a)可知, 在ICME鞘区的中间位置, 少量外传的左旋EMIC波分布在质子回旋不稳定性和镜像不稳定性的理论阈值之间. 这表明, ICME鞘区的中间区域存在质子温度各向异性不稳定性, 该不稳定可以提供自由能从而激发外传的左旋EMIC波. 从图11 (a)可知, 靠近激波附近的外传左旋EMIC波很可能是离子回旋波, 该波动可能由激波下游的α粒子温度各向异性不稳定性所激发. 此外, 当EMIC波的分布超出不稳定阈值时, 局地等离子体条件能有效激发EMIC波动, 波的激发和波粒相互作用反过来抑制离子温度各向异性$T_{\rm i\perp}/T_{\rm i\|}$, 使其低于不稳定性阈值.

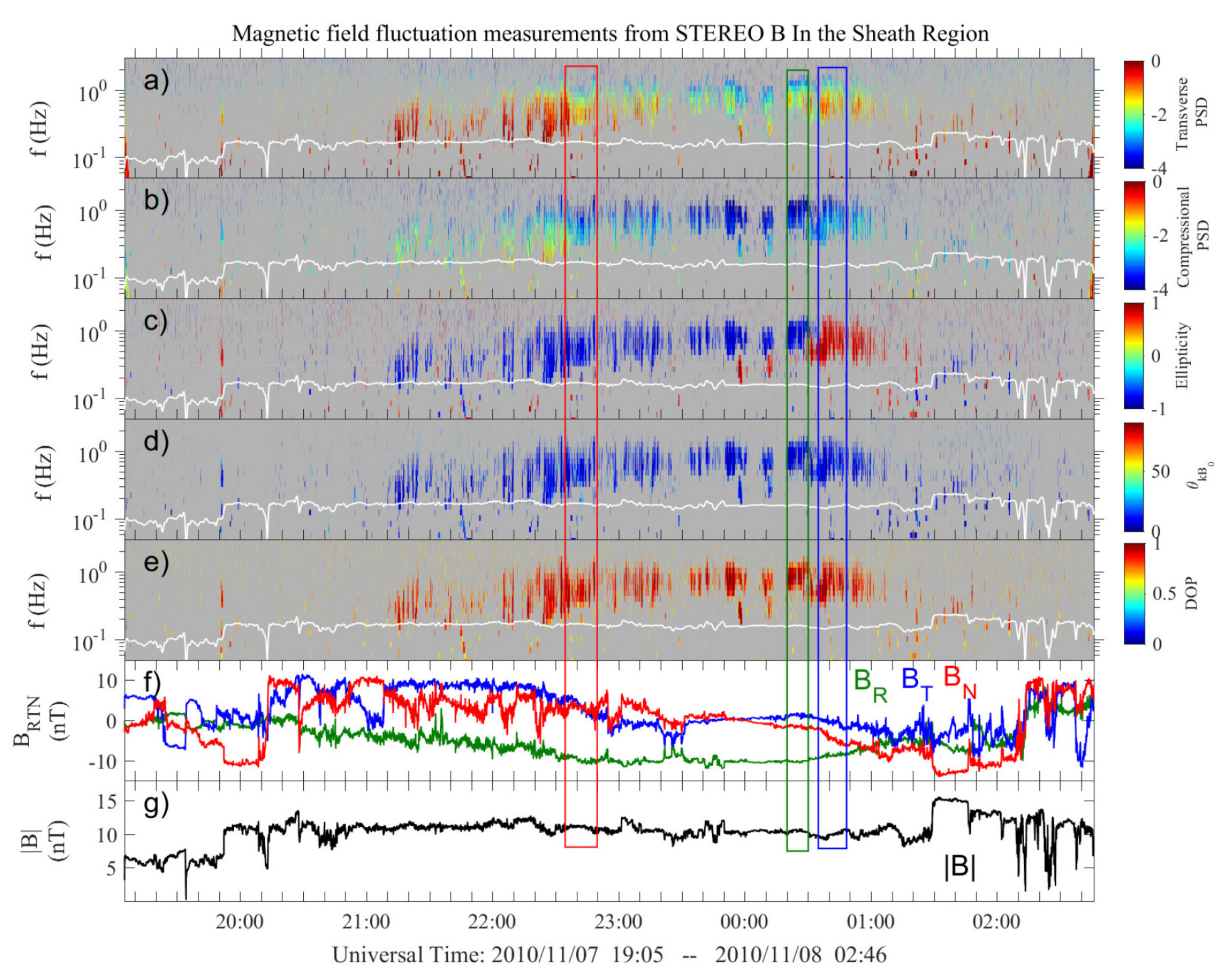


图 9 IMC鞘区中EMIC波的空间分布及其波动特性: (a)横向磁场功率谱密度($PSD_\perp$), (b)纵向磁场功率谱密度($PSD_\parallel$), (c)椭圆率, (d)波矢与背景磁场之间的夹角$\theta_{\boldsymbol{kB_0}}$, (e)极化率(DOP), (f)卫星参照系下磁场分量, (g)总磁场强度[60].

Fig. 9 Spatial distribution and wave properties of EMIC waves within an IMC sheath region: (a) the transverse power spectral density ($PSD_\perp$), (b) the compressional power spectral density ($PSD_\parallel$), (c) the ellipticity, (d) the angle between the wavevector and the background magnetic field $\theta_{\boldsymbol{kB_0}}$, (e) the polarization degree (DOP), (f) magnetic field components in the spacecraft coordinate, and (g) the total magnetic field[60].

从图10 (b)、10 (d)、11 (b)和11 (d)可知, 右旋EMIC波的分布低于平行火舌管不稳定性的理论阈值, 这表明在ICME鞘区中平行火舌管不稳定性无法有效激发右旋EMIC波. 另一方面, 47.3%的EMIC波存在较高的α粒子丰度, 即高的α粒子密度与质子密度之比N_α/N_p, 这可能为激发右旋EMIC波提供一种可能的自由能[61]. α粒子可能在EMIC波的形成、传播和吸收过程中扮演着重要的角色[35, 48]. 由于质子和α粒子之间存在速度差$\boldsymbol{V}_\mathrm{d}=\boldsymbol{V}_\alpha-\boldsymbol{V}_\mathrm{p}$, 平行火舌管不稳定性可能有效激发内传的右旋EMIC波[51].

3.3 背景等离子体参量对EMIC波发生率的影响

太阳风是一个高度复杂的磁化等离子体系统, 一些参数之间存在着彼此关联, 深入研究这些关联为揭示相关加热过程和物理机制发挥着重要作用. Zhao等人对STEREO卫星在2007—2013年间的太阳风数据进行了扫描, 并对EMIC波进行了一系列

的统计分析[62]. 图12给出了太阳风中EMIC波的发生率随时间变化的分布图像, 其中红色实线表示左旋EMIC波, 蓝色实线表示右旋EMIC波[62]. 从图12可以看出, 左旋EMIC波在大部分时间段内的发生率明显高于右旋EMIC波的发生率, 这与前人的研究结论是一致的, 即太阳风中左旋EMIC波具有较高的发生率. 从图12中还可以看出, 左旋EMIC波的发生率随着时间的变化具有很大的波动, 可以从0.5%上升到2.5%. 右旋EMIC波的发生率几乎不随着时间变化. 此外, 左旋EMIC波的最低发生率与右旋EMIC波的最低发生率相当. 为了对图12背后所隐含的物理机制做进一步了解, Zhao等人研究了背景等离子体特征与EMIC波发生率之间的相关性[62]. 结果表明, 高温、低密度和高速度是在太阳风中左旋EMIC波存在或产生的优先等离子体条件.

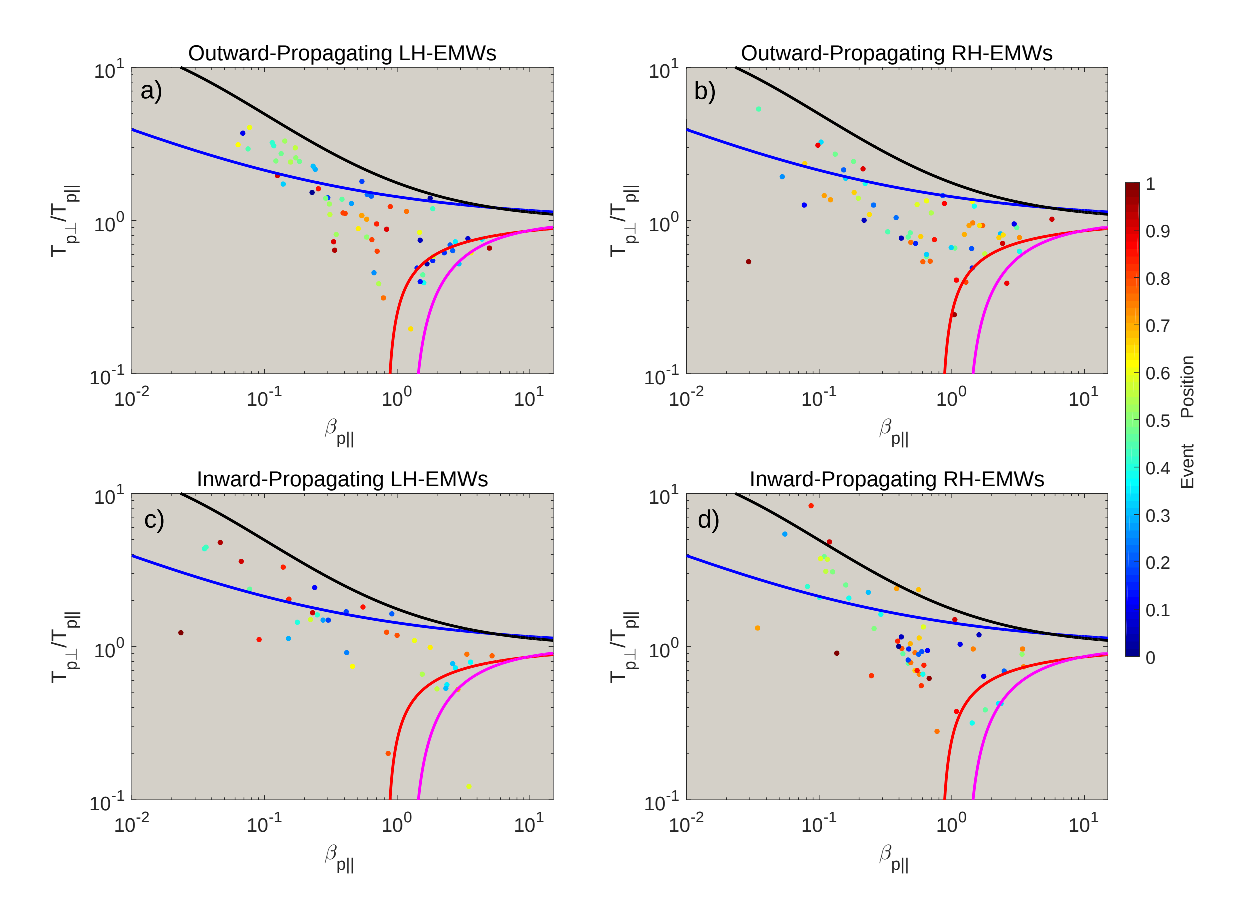


图 10 ICME鞘区内外传和内传EMIC波在$\beta_{p\|}-T_{p\perp}/T_{p\|}$ ($\beta_{p\|}$、$T_{p\perp}$和$T_{p\|}$分别表示质子平行热压与磁压之比、质子垂直温度和质子平行温度)平面的分布特性, 其中图(a)–(d)的观测结果分别对应外传的左旋EMIC波、外传的右旋EMIC波、内传的左旋EMIC波和内传的右旋EMIC波. 彩色色标表示波动事件对应的鞘区空间位置(0表示前激波所在位置, 1表示ICME前边界位置). 蓝色、红色、黑色和洋红色实线分别表示质子回旋不稳定性、平行火舌管不稳定性、镜像不稳定性和斜火舌管不稳定性的理论阈值[61].

Fig. 10 Distribution of inward-and outward-propagating EMIC waves in the $\beta_{p\|}-T_{p\perp}/T_{p\|}$ plane within the ICME sheath regions, where the observational results in Panels (a)–(d) correspond to the outward-propagation LH-EMIC, outward-propagation RH-EMIC, inward-propagation LH-EMIC and inward-propagation RH-EMIC waves, respectively, and the colorbar represents the position of EMIC wave event in the sheath region (0 represents the leading shock position, and 1 represents the leading edge of ICME). The blue, red, black, and magenta solid lines represent the theoretical instability thresholds of proton cyclotron, parallel firehose, mirror, and oblique firehose instabilities, respectively[61].

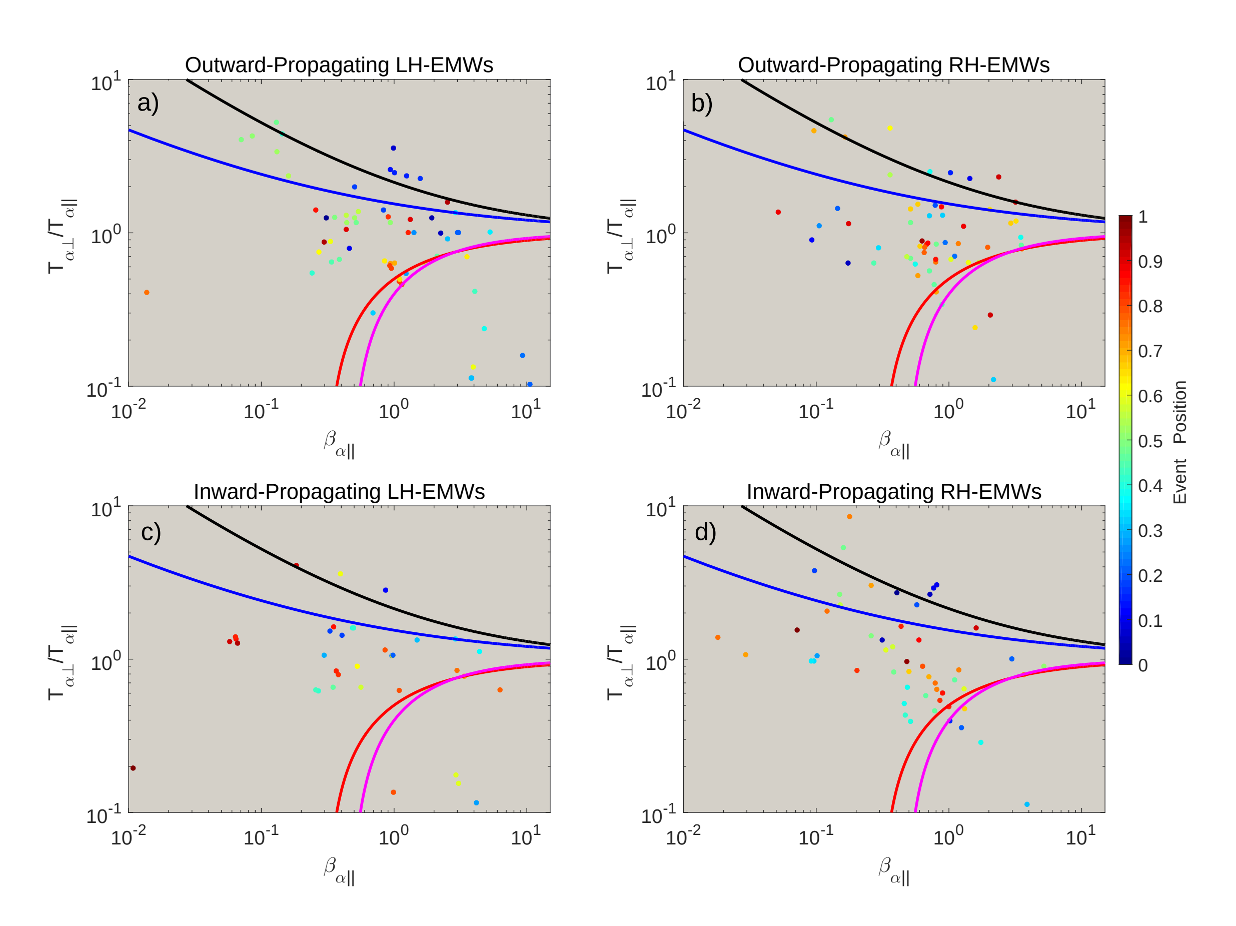


图 11 ICME鞘区内外传和内传EMIC波在$\beta_{\alpha\parallel}-T_{\alpha\perp}/T_{\alpha\parallel}$ ($\beta_{\alpha\parallel}$、$T_{\alpha\perp}$和$T_{\alpha\parallel}$分别表示α粒子平行热压与磁压之比、α粒子垂直温度和α粒子平行温度)平面的分布特性, 其中色标表示波动事件对应的鞘区空间位置(0表示前激波所在位置, 1表示ICME前边界位置). 蓝色、红色、黑色和洋红色实线分别表示α粒子回旋不稳定性、平行火舌管不稳定性、镜像不稳定性和斜火舌管不稳定性的理论阈值[61].

Fig. 11 Distribution of inward-and outward-propagating EMIC waves in the $\beta_{\alpha\parallel}-T_{p\perp}/T_{\alpha\parallel}$ plane within the ICME sheath regions, where the colorbar shows the position of EMIC wave event in the sheath region (0 represents the leading shock position, and 1 represents the leading edge of ICME). The blue, red, black, and magenta solid lines represent the theoretical instability thresholds of α particle cyclotron, parallel firehose, mirror, and oblique firehose instabilities, respectively[61].

大量的研究结果表明, 高速流比低速流具有更高温度、更低密度和更大速度[63–64]. 此外, 在高速流中, α粒子的速度通常比质子速度快, 因此很容易在行星际空间中形成α粒子相对质子的漂移速度[65–66]. 图13中左图是每月左旋EMIC波发生率与α-质子漂移速度($V_{\rm d}$)的散点分布图像[62]. 从图13的左图可以看出, 左旋波的发生率与α粒子的漂移速度的相关系数为0.71, 表明两者之间存在强的正相关性. 图13中右图给出了右旋EMIC波的发生率与α粒子的漂移速度之间的散点分布[62]. 与左旋EMIC波相比, 右旋EMIC波的发生率和α粒子的漂移速度存在很弱的相关性, 其中相关系数为0.19.

3.4 太阳风中EMIC波激发机制的统计分析

尽管EMIC波在太阳风中普遍存在, 但其产生机制仍是一个悬而未决的问题. 基于WIND卫星累计15 yr的卫星数据, Zhao等人分析了存在波事件的太阳风中质子温度各向异性和平行质子热压与磁压之比$\beta_{\rm p\parallel}$的概率密度分布[48]. 与背景太阳风的概率密度分布不同, 左旋EMIC波的概率密度分布

增强的区域发生在$\beta_{p\parallel}$和质子垂直温度与平行温度之比$T_{p\perp}/T_{p\parallel} > 1$的区域. Zhao等人的统计结果表明, V_d/V_A和N_α/N_p对EMIC波的发生率均有重要影响, 其中后者似乎对波的发生率更为敏感[48]. 这就表明包含N_α/N_p的综合参数应该有助于了解α粒子漂移速度对电磁离子回旋波发生率的影响. 同时考虑V_d/V_A和N_α/N_p的影响, Zhao等人引入归一化动能参量$\xi_\alpha = (m_\alpha N_\alpha (V_d)^2)/(m_p N_p (V_A)^2)$[48], 其中$m_\alpha(m_p)$表示$\alpha$粒子(质子)的质量.

图14显示了EMIC波的发生率随归一化动能ξ_α的分布图像, 其中左右两列分别表示左旋和右旋EMIC波, 上下两行分别表示慢太阳风和快太阳风[48]. 对于不同的太阳风类型以及不同偏振波, EMIC波的发生率与ξ_α之间的依赖性是不同的. 在慢速太阳风中, 当ξ_α很小时, 左旋和右旋EMIC波的发生率是相当的. 随着ξ_α从几乎为0增加到0.07, 左旋EMIC波的发生率也迅速地从~0.3%增加至1.8%; 当ξ_α大于0.07时, 左旋EMIC波的发生率出现较大的波动. 对于右旋EMIC波, 当ξ_α趋近于0.04时, 尽管其发生率从0.4%左右上升至0.9%, 但与左旋EMIC波相比, 右旋EMIC波的发生率随ξ_α的变化并不大. 在快速太阳风环境中, 当ξ_α为0.08时, 左旋EMIC波的发生率主要在2.7%左右. 随着ξ_α的增大, 左旋EMIC波的发生率迅速上升至4.4%左右. 对于快速太阳风中的右旋EMIC波而言, 随着ξ_α的增加, 其发生率似乎有所降低, 且始终低于左旋波的发生率.

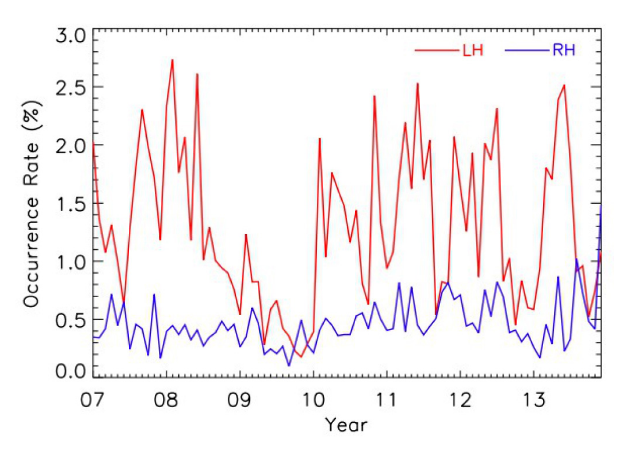


图 12 2007—2013年间太阳风中EMIC波的发生率随时间变化, 其中红色实线表示左旋EMIC波, 蓝色实线表示右旋EMIC波[62].

Fig. 12 Variation of the occurrence rate of EMIC waves within time between 2007—2013, where the red line is for the LH EMIC wave, and the blue line is for the RH EMIC wave[62].

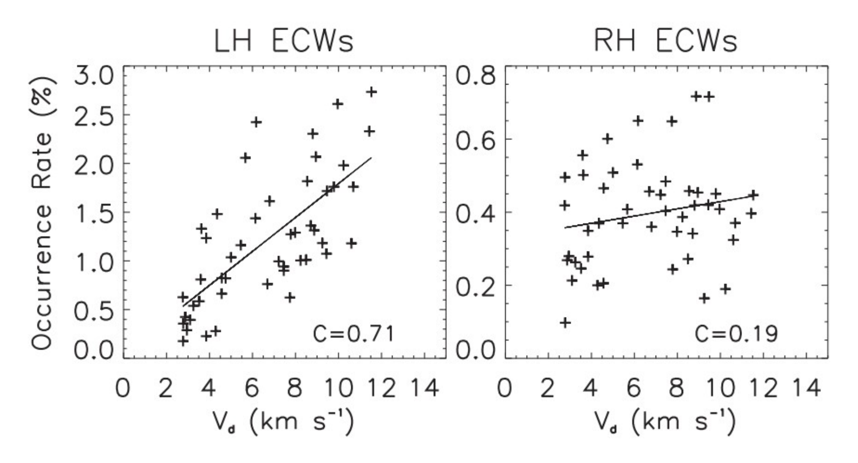


图 13 电磁离子回旋波的发生率相对α-质子漂移速度V_d的散点分布. 其中左图表示左旋ECWs, 右图表示右旋ECWs, 图中的实线表示最佳线性拟合, C表示相应的相关系数[62].

Fig. 13 Scatter plots of the occurrence rates of ECWs against the ambient median of α-proton drift velocity (V_d). The left panel shows LH ECWs, while the right panel denotes RH ECWs. The line in each panel denotes the best linear fit, with the correlation coefficient (C) in the lower right corner of the panel[62].

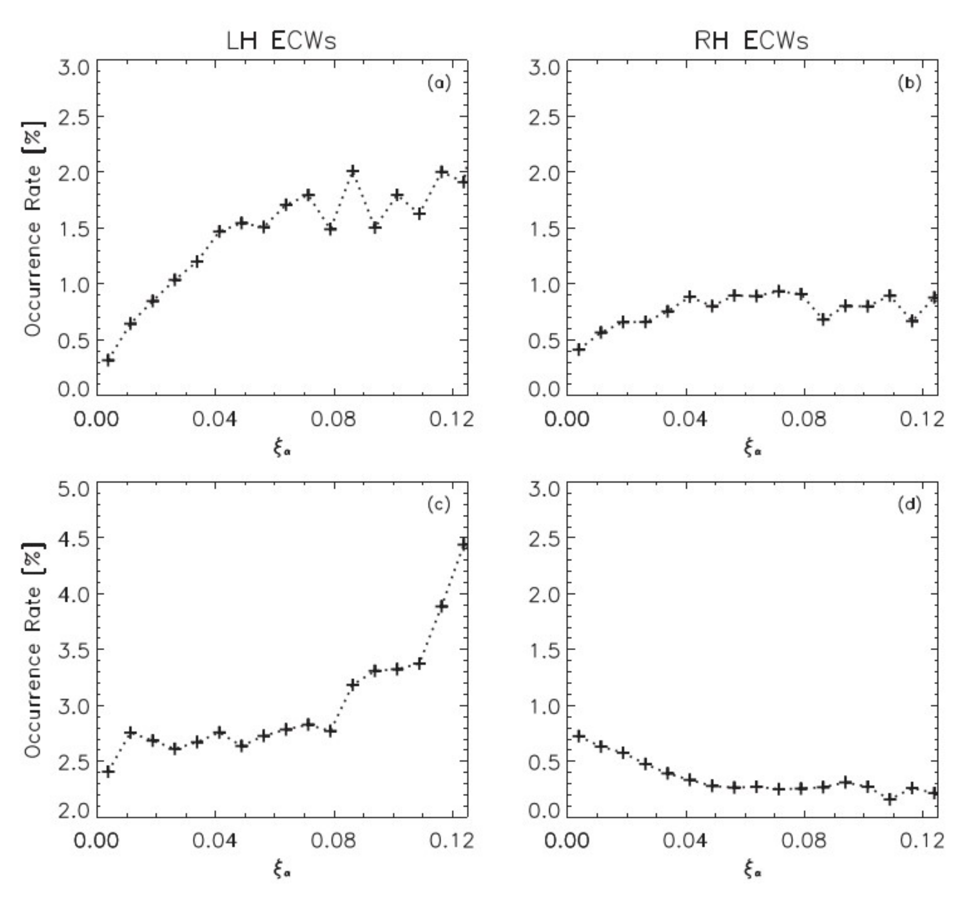


图 14 电磁离子回旋波的发生率随归一化动能ξ_α的分布. 左右两列分别表示左旋ECW和右旋ECW, 上下两行分别表示慢太阳风和快太阳风[48].

Fig. 14 Occurrence rates of EMIC waves against normalized kinetic energy (ξ_α). Left and right panels are for LH and RH ECWs, while the top and bottom panels are for the slow and fast solar winds, respectively[48].

无论是在慢太阳风还是快太阳风中, 左旋EMIC波的分布均表现出随质子温度各向异性增加而增加的趋势. 此外, Zhao等人还分析了质子和α粒子的温度特征[48], 发现了质子和α粒子的温度不仅与二者相对速度的大小有关, 而且与相对速度的方向显著相关, 其关联关系与理论预言的离子回旋共振行为非常吻合, 有力地支持了离子回旋波的回旋共振加热机制.

3.5 地球磁场中EMIC波的研究进展

EMIC波不仅存在于太阳风等离子体环境中, 而且普遍存在于地球磁层. 在地球磁层等离子体环境中, 小振幅的EMIC波动受到广泛研究, 然而, 大振幅的EMIC波并没有获得太多的关注. 基于Magnetospheric Multiscale Measurements (MMS)卫星观测, Zhao等人研究了地球磁鞘昏侧观测的EMIC波事件[67], 发现这些波动的扰动磁场为1 – 2 nT, 其相对于背景磁场的振幅约为0.1. 波动的磁场扰动可以导致离子和电子的投掷角发生周期性变化, 且随着波的振幅增大, 捕获效应更加显著. Zhao等人进一步研究了地球磁鞘晨侧观测的EMIC波事件[68], 发现这些波动的扰动磁场约为2 nT, 其相对于背景磁场的振幅约为0.16. 波动的特征频率和特征尺度分别为0.2 Hz和1028 km. 此外, 运用离子和电子相空间密度的拟合参数并结合等离子体动力论理论, 发现局地等离子体温度各向异性可以提供自由能激发EMIC波动.

随后, Zhao等人研究了磁鞘中离子和电子束流对EMIC、镜像波激发机制的影响[69]. 研究结果

表明, 离子束流显著影响正传和反传的阿尔文/离子回旋波的生长. 随着离子束流漂移速度增加, 反传的阿尔文/离子回旋波的生长率大于正传的阿尔文/离子回旋波, 甚至大于镜像波. 电子束流的漂移速度显著影响正传和反传的磁声/哨声波的频率范围. 随着电子束流漂移速度增加, 正传和反传的磁声/哨声波的生长率都减小. 以上结果表明, 离子束流促进反传的阿尔文/离子回旋波的生长, 但抑制正传的阿尔文/离子回旋波的生长; 电子束流对正传和反传的磁声/哨声波的生长具有抑制作用.

4 EMIC波的激发机制及其波粒相互作用

鉴于EMIC波在太阳风中普遍存在, 其产生和激发机制受到广泛关注. 理论上, 许多形式的自由能可以有效激发EMIC波, 如温度各向异性、束流不稳定性、离子和电子损失锥分布以及拾起粒子不稳定性等. 本小节主要对束流和温度各向异性不稳定激发EMIC波的情形做详细的介绍.

4.1 EMIC波的束流不稳定性及其对束流减速的影响

太阳风观测研究表明, 质子束流在太阳风中普遍存在, 其漂移速度通常快于背景质子, 传播方向平行于背景磁场. 由质子束流激发的等离子体波动在太阳风中也是普遍存在的, 已有研究表明质子束流不稳定性可以激发多种类型的静电波和电磁波. 基于等离子体动力论理论, Gary等人从理论上详细研究了平行传播的质子束流对等离子体波动的激发[70–72]. 结果表明: 当质子束流超过某一阈值时, 质子束流不稳定性能有效激发共振的磁声/哨声波、非共振的磁声/哨声波以及阿尔文/离子回旋波. 当质子束流斜于背景磁场传播时, Daughton等人的研究结果表明: 当等离子体热压与磁压之比β大于1时, 质子束流不稳定性可以有效激发平行传播的磁声/哨声波; 当$\beta < 1$时, 斜传播的阿尔文/离子回旋波更容易被激发[73].

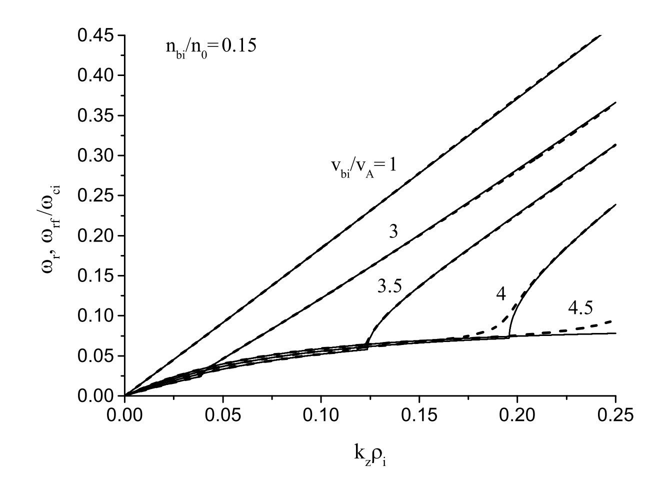
在等离子体不稳定性情形下, 通常存在宏观的反应不稳定性和微观的动力学不稳定性. 反应不稳定性是由激发源为非共振粒子组成的宏观自由能所激发, 其类似于流体不稳定性. 动力学不稳定性是朗道共振相互作用激发的, 其自由能来源于共振粒子, 是一种微观不稳定性. 为了从微观物理机制上辨别反应和动力学不稳定性对波激发机制的影响, Xiang等人研究了阿尔文/离子回旋波的反应和动力学不稳定性激发机制, 并探究了这两种不稳定性对太阳风中阿尔文/离子回旋波产生机制的影响[41]. 图15描述了波频率、生长率与归一化波数$k_z\rho_{\rm i}$ (k_z和$\rho_{\rm i}$分别表示z方向的波数和离子回旋半径)的依赖关系, 其中实线和虚线分别表示反应不稳定性和动力学不稳定性, 不同曲线分别表示不同的质子束流漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A} = 1$、3、3.5、4和4.5. 如图15所示, 相对于反应不稳定性而言, 动力学不稳定性存在更低的束流速度阈值$v_{\rm bi}/v_{\rm A} \geqslant 1$. 然而, 当束流的漂移速度超过反应不稳定性的速度阈值时, 即$v_{\rm bi}/v_{\rm A} > 2$, 反应不稳定性的增长率将远大于动力学不稳定性的增长率.

虽然反应不稳定性的生长率大于动力学不稳定性, 但是动力学不稳定性的速度阈值小于反应不稳定性. 这表明在低的质子束流漂移速度情形下, 离子回旋波依然能通过动力学不稳定性激发. 图16描述了动力学不稳定性的实频、生长率与质子束流的漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$的依赖关系, 其中不同的曲线分别表示不同的归一化波数$k_z\rho_{\rm i} = 0.1$、0.15、0.2、0.25、0.3[41]. 从图16可得到, 动力学不稳定性的生长率最大值出现在漂移速度在$1 < v_{\rm bi}/v_{\rm A} < 2.5$的范围之内, 这表明当质子束流的漂移速度大于或者接近当地阿尔文速度时, 动力学不稳定性能有效地被质子束流驱动, 进而激发左旋EMIC波, 即阿尔文/离子回旋波.

卫星实地探测结果显示, 太阳风中质子束流的漂移速度小于$2v_{\rm A}$. 这也就意味着太阳风中局地的质子束流难以驱动反应不稳定性, 但能有效驱动动力学不稳定性. 对于典型的太阳风等离子体参量, 质子束流的归一化密度$n_{\rm bi}/n_0 \sim 0.2$ ($n_{\rm bi}$和n_0分别表示质子束流密度和背景电子密度), 质子束流的漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A} \sim 1-2$, 相应的动力学不稳定性的生长率为$\gamma \sim 10^{-2}\omega_{\rm ci}$ ($\omega_{\rm ci}$表示离子回旋频率). 另一方面, Gary等人给出温度各向异性不稳定性激发

阿尔文/离子回旋波的生长率约为$\gamma \sim 10^{-3}\omega_{\rm ci}$, 该值远小于动力学不稳定性的生长率[27]. 这表明, 当太阳风中质子束流的漂移速度很低时, 质子束流仍然能有效驱动动力学不稳定性, 从而激发阿尔文/离子回旋波.

随后, 鉴于太阳风中α粒子的重要性, Xiang等人研究了在质子和α束流不稳定性共同驱动EMIC波, 分析α束流的漂移速度和密度对EMIC波的波动特性的影响[42]. 图17显示了波频率和生长率随着质子束流密度和质子束流漂移速度的变化关系, 其中实线和虚线分别表示阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波, 黑色、红色和洋红色分别表示α束流漂移速度$v_\alpha/v_{\rm A}=0$、0.6和1.8[42]. 如图17所示, 阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波的质子束流不稳定性存在不稳定性阈值, 即临界的质子束流密度$n_{\rm bi}^{\rm L(R)}$和临界的质子束流漂移速度$v_{\rm bi}^{\rm L(R)}$, 其中上标L和R分别对应阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波. 当$n_{\rm bi}<n_{\rm bi}^{\rm L(R)}$或$v_{\rm bi}<v_{\rm bi}^{\rm L(R)}$, 波的生长率为零, 表明不稳定性不能激发阿尔文/离子回旋波(磁声/哨声波); 当$n_{\rm bi}>n_{\rm bi}^{\rm L(R)}$或$v_{\rm bi}>v_{\rm bi}^{\rm L(R)}$, 波的生长率大于零, 表明阿尔文/离子回旋波(磁声/哨声波)可以通过不稳定性产生. 通过比较这两种波的阈值条件, 发现$n_{\rm bi}^{\rm L}>n_{\rm bi}^{\rm R}$, 并且$v_{\rm bi}^{\rm L}>v_{\rm bi}^{\rm R}$, 表明磁声/哨声波相对阿尔文/离子回旋波的阈值条件更低. 随着α束流的漂移速度$v_\alpha/v_{\rm A}$增加, 阿尔文/离子回旋波的阈值条件先增加后减小, 而磁声/哨声波的阈值条件先不变后减小. 这表明阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波的不稳定性阈值条件都敏感依赖于α束流的漂移速度. 当$v_\alpha/v_{\rm A}<0.8$, 随着α束流漂移速度增加, 阿尔文/离子回旋波的阈值条件增加, 而磁声/哨声波的阈值条件几乎不变; 当$v_\alpha/v_{\rm A}>0.8$, 随着α束流漂移速度增加, 磁声/哨声波和阿尔文/离子回旋波的阈值条件都降低.



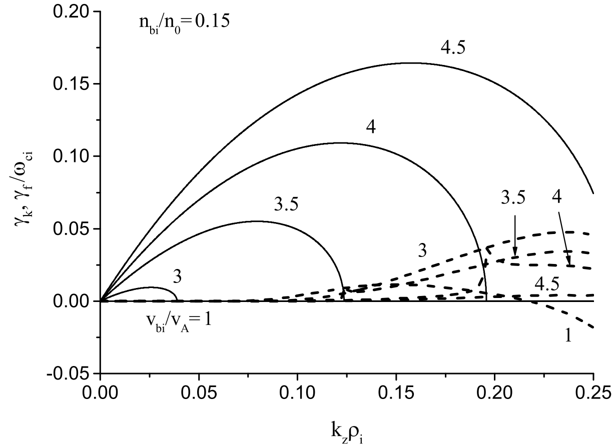


图 15 波频率、生长率与波数$k_z\rho_{\rm i}$的依赖关系, 其中实线和虚线分别表示反应不稳定性和动力学不稳定性, 不同曲线分别表示不同的质子束流漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A}=1$、3、3.5、4和4.5. 其他采用的等离子体参量取值如下: 归一化的质子束流密度$n_{\rm bi}/n_0=0.15$、电子热压与磁压之比$\beta_{\rm e}=0.72$、质子温度与电子温度之比$T_{\rm i}/T_{\rm e}=1$和质子束热流速度与质子热速度之比$v_{\rm Tbi}/v_{\rm Ti}=3.5$[41].

Fig. 15 Wave frequency and growth rate as a function of the normalized wavenumber $k_z\rho_{\rm i}$, where the solid and dashed lines correspond to the reactive and kinetic instabilities, and different lines correspond to different values of the drift velocity of the proton beam $v_{\rm bi}/v_{\rm A}=1$, 3, 3.5, 4, and 4.5, respectively. Other plasma parameters are adopted as follows: the normalized proton beam density $n_{\rm bi}/n_0=0.15$, and the ratio of the electron pressure to the magnetic pressure $\beta_{\rm e}=0.72$, the ratio of the proton temperature to the electron temperature $T_{\rm i}/T_{\rm e}=1$ and the ratio of the proton beam thermal velocity to the proton thermal velocity $v_{\rm Tbi}/v_{\rm Ti}=3.5$[41].

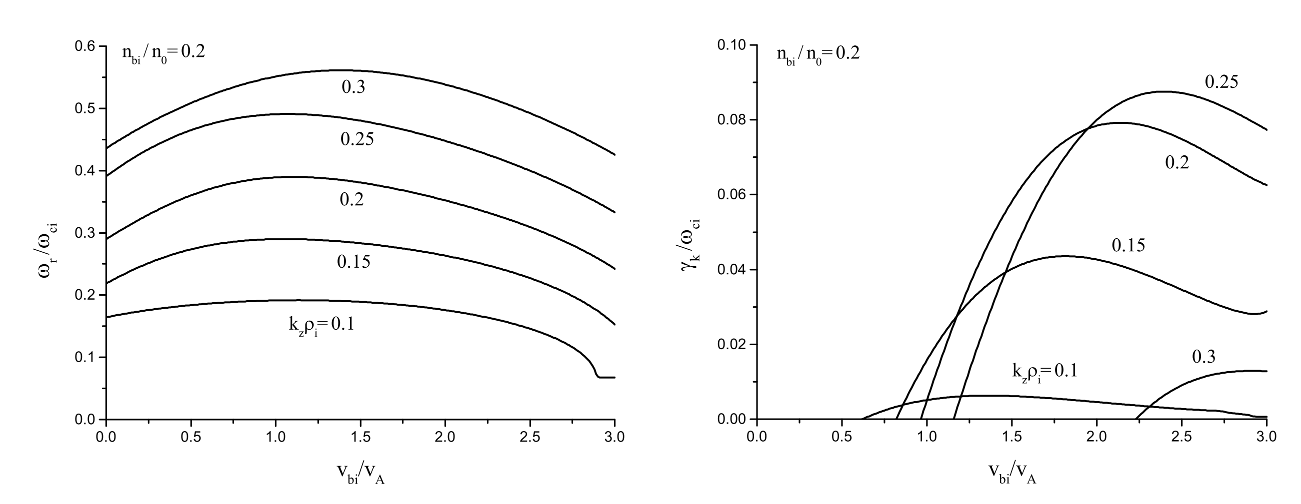
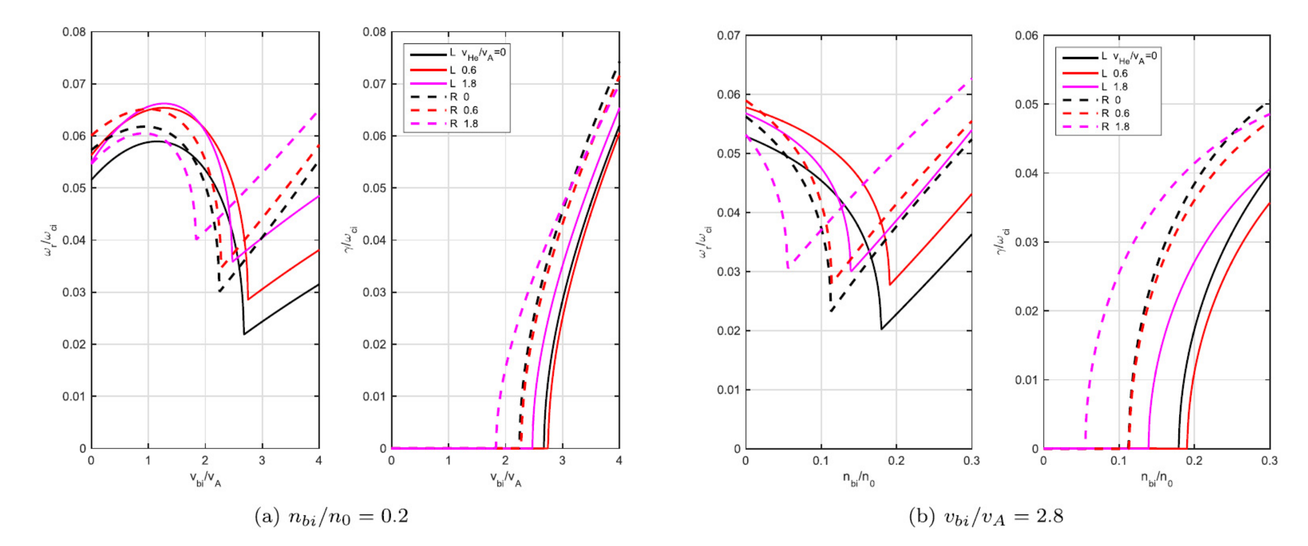


图 16 动力学不稳定性的频率、生长率与质子束流的漂移速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$的依赖关系, 其中不同的曲线分别表示不同的归一化波数$k_z\rho_{\rm i}=0.1$、0.15、0.2、0.25、0.3. 其他采用的等离子体参量取值如下: $n_{\rm bi}/n_0=0.2$、$\beta_{\rm e}=0.72$、$T_{\rm i}/T_{\rm e}=1$和$v_{\rm Tbi}/v_{\rm Ti}=3.5$[41].

Fig. 16 Wave frequency and growth rate of the kinetic instability as a function of the drift velocity of the proton beam $v_{\rm bi}/v_{\rm A}$, where different lines represent the different values of the normalized wavenumber $k_z\rho_{\rm i}=0.1$, 0.15, 0.2, 0.25 and 0.3, respectively. Other plasma parameters are adopted as follows: $n_{\rm bi}/n_0=0.2$, $\beta_{\rm e}=0.72$, $T_{\rm i}/T_{\rm e}=1$ and $v_{\rm Tbi}/v_{\rm Ti}=3.5$[41].



(a) $n_{bi}/n_0=0.2$ (b) $v_{bi}/v_A=2.8$

图 17 波频率和生长率随着质子束流密度和质子束流漂移速度的变化关系, 其中实线和虚线分别表示阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波, 黑色、红色和洋红色分别表示α束流漂移速度$v_\alpha/v_{\rm A}=0$、0.6和1.8. 其他采用的等离子体参量取值如下: $n_{\rm bi}/n_0=0.2$ (左图)、$v_{\rm bi}/v_{\rm A}=2.8$ (右图)、$\beta_{\rm e}=0.98$、$n_\alpha/n_0=0.04$、$T_{\rm i}=T_{\rm e}$、$v_{\rm Tbi}=3v_{\rm Ti}$、$v_{\rm T\alpha}=2v_{\rm Ti}$ ($v_{\rm T\alpha}$表示α粒子热速度)和$k_z\rho_{\rm i}=0.04$[42].

Fig. 17 Wave frequency and growth rate as functions of the drift velocity and the density of the α beam, where the solid and dashed lines denote the Alfvén/ion-cyclotron and magnetosonic/whistler waves, respectively, and the black, red, and magenta lines correspond to the drift velocity of the α beam $v_\alpha/v_{\rm A}$=0, 0.6, and 1.8, respectively. The plasma parameters are adopted as follows: $n_{\rm bi}/n_0=0.2$ (left panel), $v_{\rm bi}/v_{\rm A}=2.8$ (right panel), $\beta_{\rm e}=0.98$, $n_\alpha/n_0=0.04$, $T_{\rm i}=T_{\rm e}$, $v_{\rm Tbi}=3v_{\rm Ti}$, $v_{\rm T\alpha}=2v_{\rm Ti}$ ($v_{\rm T\alpha}$ represents the thermal velocity of α particles), and $k_z\rho_{\rm i}=0.04$[42].

Xiang等人进一步分析了α束流对阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波色散特性的影响[42]. 图18给出了波频率和生长率随着α束流漂移速度、α束流密度的变化关系, 其中实线和虚线分别表示阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波, 黑线、红色和洋红色的线分别表示波数$k_z\rho_{\rm i} = 0.02$、0.03和0.04. 如图18所示, 随着α束流的漂移速度增加, 阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波的生长率表现出先减小后增加的趋势, 且当$v_\alpha = v_\alpha^{\rm L(R)} \sim 0.7v_{\rm A}$时, 阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波的生长率出现最小值. 当$v_\alpha < v_\alpha^{\rm L(R)}$时, 波的生长率随着$\alpha$束流的密度或者漂移速度增加而减小, 而在$v_\alpha > v_\alpha^{\rm L(R)}$时, 波的生长率随着$\alpha$束流的密度或者漂移速度增加而增加. 这表明在$v_\alpha < v_\alpha^{\rm L(R)}$区间, α束流对阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波的生长起限制作用, 而在$v_\alpha > v_\alpha^{\rm L(R)}$区间, α束流对阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波的生长起促进作用.

从图18还可知, 阿尔文/离子回旋波(磁声/哨声波)的质子束流漂移速度阈值为$v_{\rm bi}^{\rm L}/v_{\rm A} \sim 2.2$ ($v_{\rm bi}^{\rm R}/v_{\rm A} \sim 1.8$). 在太阳风中, 观测到的质子束流漂移速度$v_{\rm bi}$小于或者接近$2v_{\rm A}$, 该值小于理论计算的速度阈值. 这表明质子束流的漂移速度可以由质子束流不稳定性束缚, 波的激发使得质子束流的动能转化为波能, 从而降低质子束流的漂移速度. 该理论为太阳风中质子束流漂移速度在$1.5 < v_{\rm bi}/v_{\rm A} < 2$区间的分布提供了理论解释.

基于等离子体动力论, Xiang等人研究了电子温度各向异性对质子束流不稳定性的影响, 并分析了波粒相互作用在质子束流减速中的作用[74]. 图19给出了不稳定性阈值速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$与电子温度各向异性比值$T_{\rm e\perp}/T_{\rm e\parallel}$的依赖关系, 其中不同线分别表示不同的电子平行热压与磁压之比$\beta_{\rm e\parallel} = 0.1$, 0.3, 1和2, 实线和点线分别代表磁声/哨声波和阿尔文/离子回旋波[74]. 红色实心圈和蓝色实心圈分别表示低于和高于不稳定性阈值的WIND卫星的观测数据. 从图19中可知, 随着电子温度各向异性比值$T_{\rm e\perp}/T_{\rm e\parallel}$增加, 阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波的速度阈值$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$增加, 尤其在$\beta_{\rm e\parallel} > 1$情形下, 速度阈值变化趋势更加明显. 这意味着电子温度各向异性$T_{\rm e\perp} < T_{\rm e\parallel}$有利于降低阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波的速度阈值.

图20显示了不稳定性阈值速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$与等离子体$\beta_{\rm e\parallel}$的依赖关系, 其中不同线分别表示不同的电子温度各向异性比值$T_{\rm e\perp}/T_{\rm e\parallel} = 0.25$、0.5、0.75、1和1.25, 实线和点线分别代表磁声/哨声波和阿尔文/离子回旋波[74]. 红色实心圈和蓝色实心圈分别表示低于和高于不稳定性阈值的WIND卫星的观测数据, 绿色三角形表示Helios卫星观测数据. 从图20可知, 当电子温度各向异性$T_{\rm e\perp}/T_{\rm e\parallel}$从1.25降低至0.25时, 阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波的速度阈值$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$分别从2和1.8降低至1.2和1. 另一方面, 观测的质子束流漂移速度小于或接近理论计算的质子束流的漂移速度. 因此, 在$\beta_{\rm e\parallel} < 0.5$情形下, 阿尔文/离子回旋波能有效限制质子束流的漂移速度; 在$\beta_{\rm e\parallel} > 0.5$情形下, 电子温度各向异性和质子束流共同驱动的磁声/哨声波能进一步减速质子束流, 使其漂移速度接近局地阿尔文速度($v_{\rm bi}/v_{\rm A} \sim 1$). 这为解释太阳风中质子束流的漂移速度分布在$1 < v_{\rm bi}/v_{\rm A} < 1.5$ 之间提供了理论依据.

为了进一步探究质子束流不稳定性的非线性演化过程, 结合等离子体动力论理论和混合模拟程序, Xiang等人研究了质子温度各向异性和质子束流不稳定性激发的波动模式, 并分析了非线性波粒相互作用对质子束流减速的影响[75]. 图21给出了在质子温度各向异性$T_{\rm i\perp}/T_{\rm i\parallel} < 1$情形下, 不稳定性阈值速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$与等离子体$\beta_{\rm i\parallel}$的依赖关系, 其中不同线分别表示不同的质子温度各向异性比值$T_{\rm i\perp}/T_{\rm i\parallel} = 0.25$、0.5和1, 虚线、实线和点线分别代表斜阿尔文/离子回旋波、平行磁声/哨声波和后传磁声/哨声波[75]. 黑色实心圈和红色实心圈分别表示低于和高于不稳定性阈值的WIND卫星的观测数据; 黑色三角形和红色三角形分别表示低于和高于不稳定性阈值的Helios卫星的观测数据. 图22给出了在质子温度各向异性$T_{\rm i\perp}/T_{\rm i\parallel} > 1$情形下, 不稳定性阈值速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$与等离子体$\beta_{\rm i\parallel}$的依赖关系, 其中不同线分别表示不同的质子温度各向异性比值$T_{\rm i\perp}/T_{\rm i\parallel} = 1$、1.5和2, 虚线、实线和点线分别代表斜阿尔文/离子回旋波、平行磁声/哨声波和平行阿尔文/离子回旋波[75]. 黑色实心圈和黑色

三角形分别表示WIND和Helios卫星的观测数据. 从图22可知, 质子温度各向异性$T_{\mathrm{i}\perp} < T_{\mathrm{i}\|}$不仅可以有效降低斜阿尔文/离子回旋波和平行磁声/哨声波的速度阈值, 而且能有效激发后传磁声/哨声波. 从图22可知, 质子温度各向异性$T_{\mathrm{i}\perp} > T_{\mathrm{i}\|}$不仅可以增加斜阿尔文/离子回旋波和平行磁声/哨声波的速度阈值, 而且还能有效激发平行阿尔文/离子回旋波和镜像波.

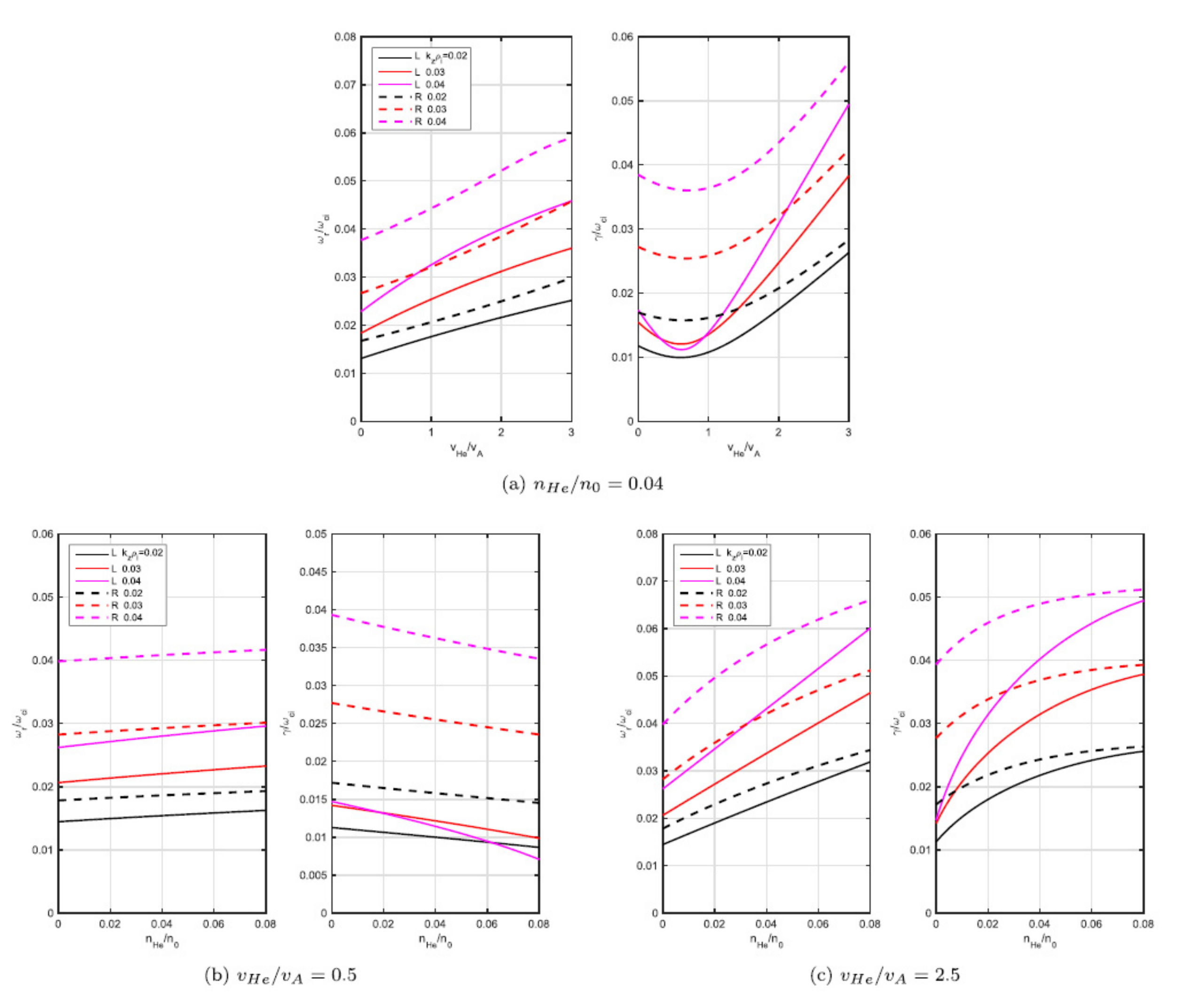


图 18 波频率和生长率随着α束流漂移速度、α束流密度的变化关系, 其中实线和虚线分别表示阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波, 黑线、红色和洋红色的线分别表示波数$k_z\rho_{\mathrm{i}} = 0.02$、0.03和0.04. 其他采用的等离子体参数取值为$n_\alpha/n_0 = 0.04$ (上图)、$v_\alpha/v_{\mathrm{A}} = 0.5$ (左下图)、$v_\alpha/v_{\mathrm{A}} = 2.5$ (右下图)、$\beta_{\mathrm{e}} = 0.98$、$n_{\mathrm{bi}}/n_0 = 0.2$、$v_{\mathrm{bi}}/n_{\mathrm{A}} = 2.8$、$T_{\mathrm{i}} = T_{\mathrm{e}}$、$v_{\mathrm{Tbi}} = 3v_{\mathrm{Ti}}$和$v_{\mathrm{T}\alpha} = 2v_{\mathrm{Ti}}$[42].

Fig. 18 Wave frequency and growth rate as functions of the drift velocity and the density of the α beam, where the solid and dashed lines represent the Alfvén/ion-cyclotron and magnetosonic/whistler waves, respectively, and the black, red, and magenta lines correspond to the wavenumber $k_z\rho_{\mathrm{i}} = 0.02$, 0.03, and 0.04, respectively. Other plasma parameters are adopted as follows: $n_\alpha/n_0 = 0.04$ (top panel), $v_\alpha/v_{\mathrm{A}} = 0.5$ (left bottom panel), $v_\alpha/v_{\mathrm{A}} = 2.5$ (right bottom panel), $\beta_{\mathrm{e}} = 0.98$, $n_{\mathrm{bi}}/n_0 = 0.2$, $v_{\mathrm{bi}}/v_{\mathrm{A}} = 2.8$, $T_{\mathrm{i}} = T_{\mathrm{e}}$, $v_{\mathrm{Tbi}} = 3v_{\mathrm{Ti}}$, and $v_{\mathrm{T}\alpha} = 2v_{\mathrm{Ti}}$[42].

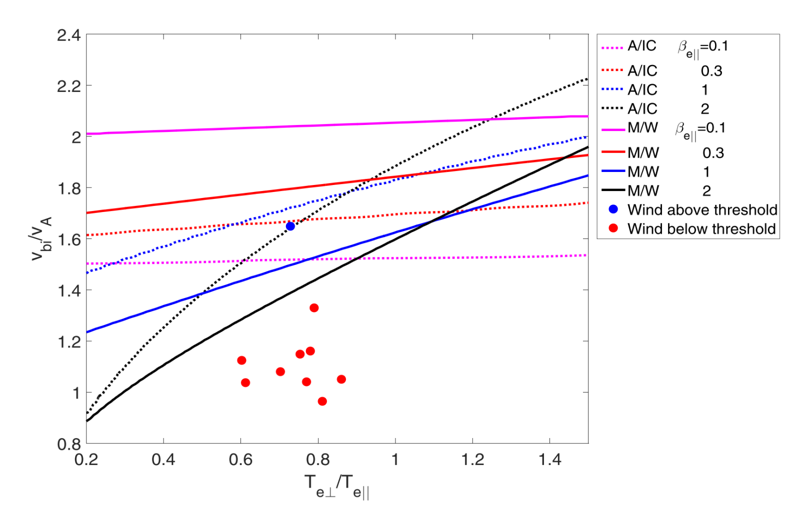


图 19 速度阈值$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$与电子温度各向异性比值$T_{\rm e\perp}/T_{\rm e\parallel}$的依赖关系, 其中紫色、红色、蓝色和黑色的线分别表示电子平行热压与磁压之比$\beta_{\rm e\parallel}=0.1$, 0.3, 1和2, 实线和点线分别代表磁声/哨声波和阿尔文/离子回旋波. 红色实心圈和蓝色实心圈分别表示低于和高于不稳定性阈值的WIND卫星的观测数据. 其他等离子体参量取值为$n_{\rm bi}/n_0=0.2$和$T_{\rm i\parallel}=T_{\rm e\parallel}=T_{\rm bi\parallel}=T_{\rm i\perp}=T_{\rm bi\perp}$[74].

Fig. 19 Instability threshold velocities $v_{\rm bi}/v_{\rm A}$ as a function of electron temperature anisotropy $T_{\rm e\perp}/T_{\rm e\parallel}$ for the Alfvén/ion-cyclotron (dotted lines) and magnetosonic/whistler waves (solid lines), where the purple, red, blue, and black lines correspond to the ratio of the electron parallel thermal pressure to the magnetic pressure $\beta_{\rm e\parallel}=0.1$, 0.3, 1, and 2, respectively. The red and blue circles represent the WIND measurements below and above the instability thresholds. Other plasma parameters are adopted as follows: $n_{\rm bi}/n_0=0.2$, $T_{\rm i\parallel}=T_{\rm e\parallel}=T_{\rm bi\parallel}=T_{\rm i\perp}=T_{\rm bi\perp}$[74].

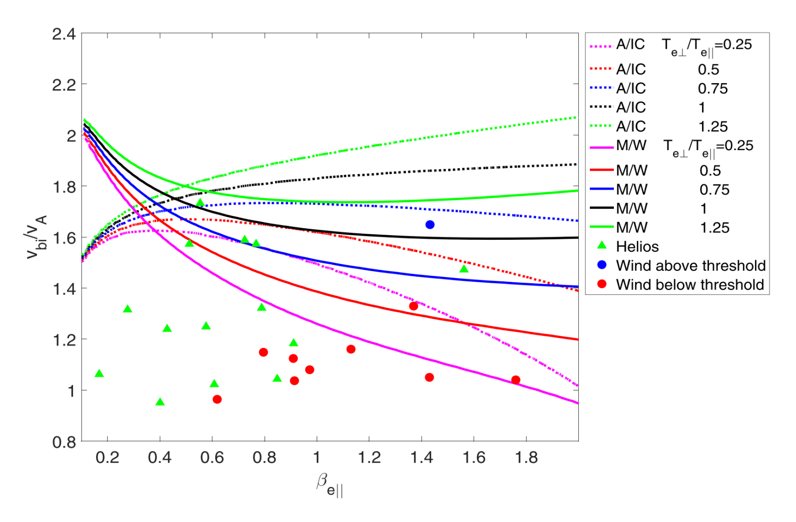


图 20 速度阈值$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$与$\beta_{\rm e\parallel}$的依赖关系, 其中不同线分别表示不同的电子温度各向异性比值$T_{\rm e\perp}/T_{\rm e\parallel}=0.25$、0.5、0.75、1和1.25, 实线和点线分别代表磁声/哨声波和阿尔文/离子回旋波. 红色实心圈和蓝色实心圈分别表示低于和高于不稳定性阈值的WIND卫星的观测数据, 绿色三角形表示Helios卫星观测数据. 其他等离子体参量取值为$n_{\rm bi}/n_0=0.2$和$T_{\rm i\parallel}=T_{\rm e\parallel}=T_{\rm bi\parallel}=T_{\rm i\perp}=T_{\rm bi\perp}$[74].

Fig. 20 Instability threshold velocities $v_{\rm bi}/v_{\rm A}$ as a function of $\beta_{\rm e\parallel}$, where the different lines correspond to different values of electron temperature anisotropy $T_{\rm e\perp}/T_{\rm e\parallel}=0.25$, 0.5, 0.75, 1, and 1.25, respectively, and the solid and dotted lines correspond to the Alfvén/ion cyclotron and magnetosonic/whistler waves. The red and blue circles are the WIND measurements below and larger than the instability thresholds and the green triangles are the Helios measurements. Other plasma parameters are adopted as follows: $n_{\rm bi}/n_0=0.2$ and $T_{\rm i\parallel}=T_{\rm e\parallel}=T_{\rm bi\parallel}=T_{\rm i\perp}=T_{\rm bi\perp}$[74].

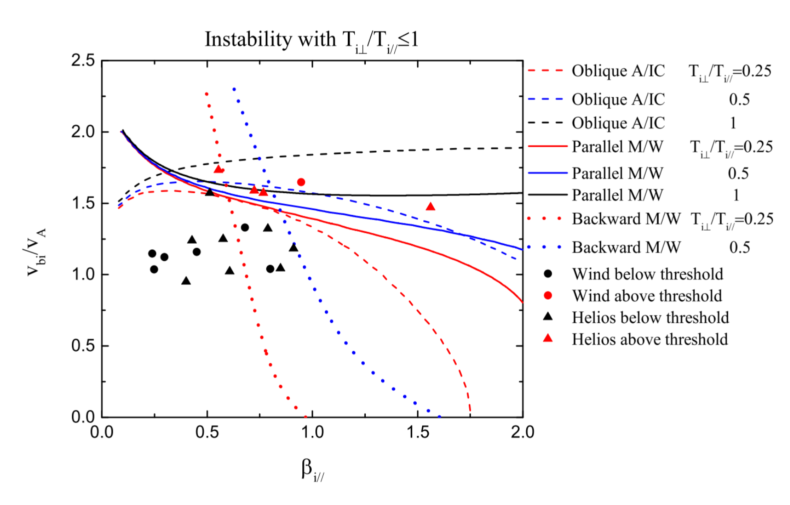


图 21 不稳定性阈值速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$与等离子体$\beta_{\rm i\parallel}$的依赖关系, 其中不同线分别表示不同的质子温度各向异性比值$T_{\rm i\perp}/T_{\rm i\parallel}=0.25$、0.5和1, 虚线、实线和点线分别代表斜阿尔文/离子回旋波、平行磁声/哨声波和后传磁声/哨声波. 其他等离子体参量取值为$n_{\rm bi}/n_0=0.2$和$T_{\rm i\parallel}=T_{\rm e\parallel}=T_{\rm bi\parallel}=T_{\rm e\perp}=T_{\rm bi\perp}$. 黑色实心圈和红色实心圈分别表示低于和高于不稳定性阈值的WIND卫星的观测数据; 黑色三角形和红色三角形分别表示低于和高于不稳定性阈值的Helios卫星的观测数据[75].

Fig. 21 The threshold velocity $v_{\rm bi}/v_{\rm A}$ as a function of the parallel proton beta $\beta_{\rm i\parallel}$, where the different lines correspond to different values of proton temperature anisotropy $T_{\rm i\perp}/T_{\rm i\parallel}=0.25$, 0.5, and 1, respectively, and the dashed, solid and dotted lines correspond to the oblique Alfvén/ion cyclotron instability, the parallel magnetosonic/whistler instability, and the backward magnetosonic/whistler instability. The plasma parameters are adopted as follows: $n_{\rm bi}/n_0=0.2$, $T_{\rm i\parallel}=T_{\rm e\parallel}=T_{\rm bi\parallel}=T_{\rm e\perp}=T_{\rm bi\perp}$. The red and black circles (triangles) represent the WIND (Helios) measurements above and below the instability thresholds[75].

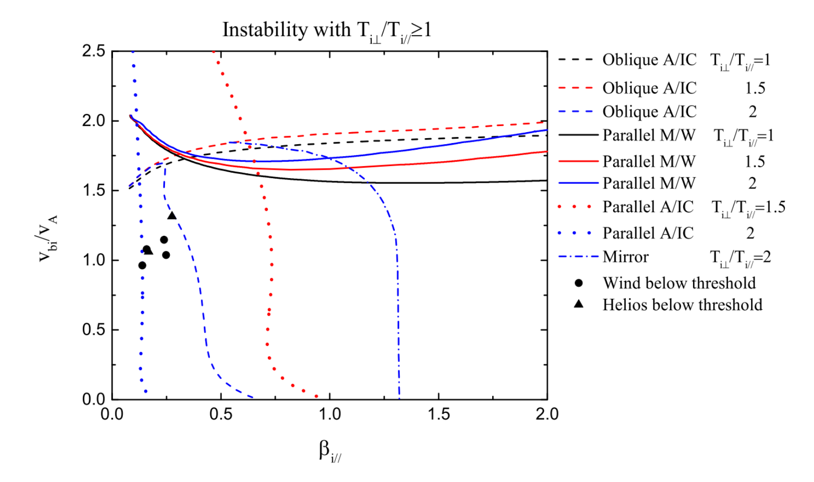


图 22 不稳定性阈值速度$v_{\rm bi}/v_{\rm A}$与等离子体$\beta_{\rm i\parallel}$的依赖关系, 其中不同线分别表示不同的质子温度各向异性比值$T_{\rm i\perp}/T_{\rm i\parallel}=1$、1.5和2, 虚线、实线、点线和点虚线分别代表斜阿尔文/离子回旋波、平行磁声/哨声波、平行阿尔文/离子回旋波和镜像波. 黑色实心圈和黑色三角形分别表示WIND和Helios卫星的观测数据. 其他等离子体参量取值如下$n_{\rm bi}/n_0=0.2$和$T_{\rm i\parallel}=T_{\rm e\parallel}=T_{\rm bi\parallel}=T_{\rm e\perp}=T_{\rm bi\perp}$[75].

Fig. 22 The threshold velocity $v_{\rm bi}/v_{\rm A}$ as a function of the parallel proton beta $\beta_{\rm i\parallel}$, where the different lines correspond to different values of proton temperature anisotropy $T_{\rm i\perp}/T_{\rm i\parallel}=1$, 1.5, and 2, respectively, and the dashed, solid, dotted, and dot-dashed lines correspond to the oblique Alfvén/ion cyclotron instability, the parallel magnetosonic/whistler instability, the parallel Alfvén/ion cyclotron instability and mirror instability. The black circle and triangle represent the WIND and Helios measurements. The plasma parameters are adopted as follows: $n_{\rm bi}/n_0=0.2$, $T_{\rm i\parallel}=T_{\rm e\parallel}=T_{\rm bi\parallel}=T_{\rm e\perp}=T_{\rm bi\perp}$[75].

Xiang等人进一步研究了质子温度各向异性和质子束流不稳定性的非线性波粒相互作用过程[75]. 图23给出了一维混合模拟计算的斜阿尔文/离子回旋波的非线性演化及其对质子束流减速的影响[75]. 模拟结果表明: 在$T_{i\perp} < T_{i\parallel}$情形下, 斜阿尔文/离子回旋波通过线性波粒相互作用可以快速地将粒子动能转化为波能. 在非线性演化过程中, 质子束流漂移速度下降非常缓慢. 在$T_{i\perp} > T_{i\parallel}$情形下, 平行阿尔文/离子回旋波和镜像波会与质子束流发生非线性波粒散射, 从而降低质子束流漂移速度. 即使在非线性饱和阶段, 这些波的非线性波粒相互作用也能逐渐减速质子束流, 使其漂移速度接近当地阿尔文速度$v_{bi}/v_A \sim 1$.

4.2 EMIC波的温度各向异性不稳定性及其对温度各向异性的抑制作用

温度各向异性广泛存在于空间和太阳等离子体环境中, 是产生等离子体波动最重要的自由能之一. 当$T_{i\perp} < T_{i\parallel}$时, 质子温度各向异性将有效激发平行和斜火舌管不稳定性; 当$T_{i\perp} > T_{i\parallel}$时, 质子温度各向异性将有效激发平行阿尔文/离子回旋和镜像不稳定性. Gary等人指出质子温度各向异性不稳定性可以有效驱动多种等离子体波动, 例如平行磁声/哨声波、斜阿尔文波、平行阿尔文/离子回旋波以及镜像波[76].

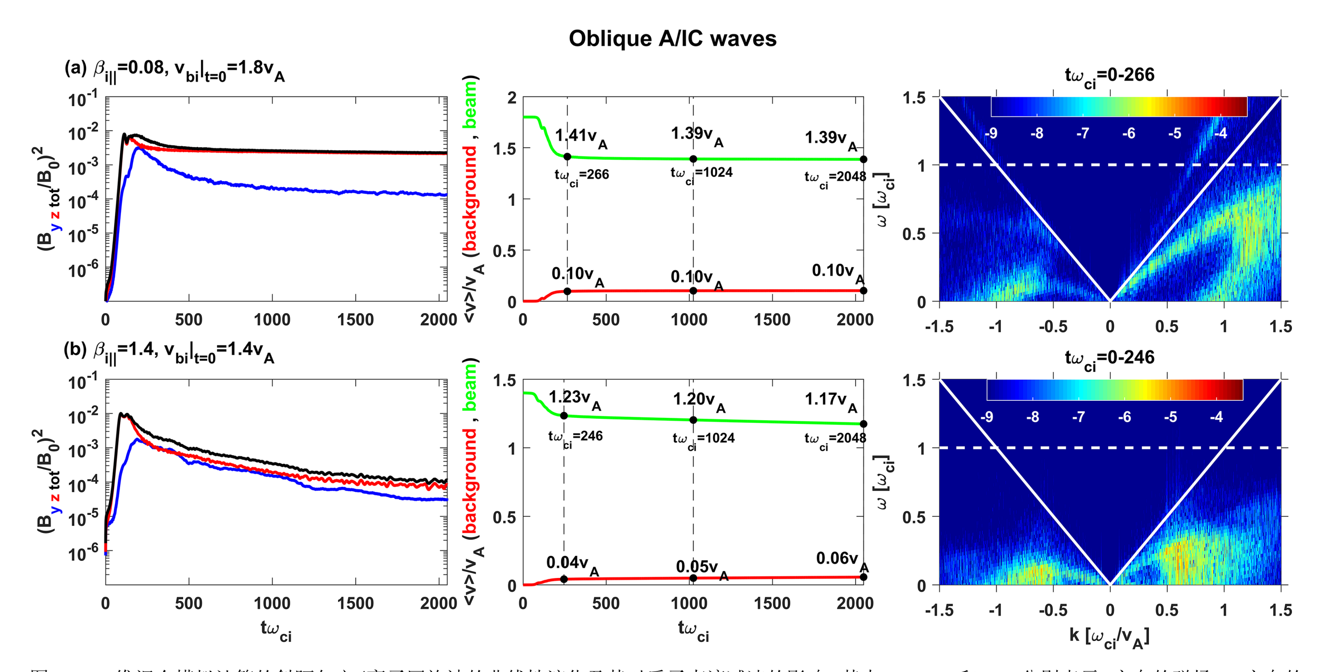


图 23 一维混合模拟计算的斜阿尔文/离子回旋波的非线性演化及其对质子束流减速的影响, 其中B_y、B_z和$B_{\rm tot}$分别表示y方向的磁场、z方向的磁场和总磁场[75].

Fig. 23 One-dimensional hybrid simulation for the nonlinear evolution of oblique Alfvén/ion cyclotron wave and its effect on the proton beam deceleration, where B_y, B_z and $B_{\rm tot}$ represent the y-component of the magnetic field, the z-component of the magnetic field and the total magnetic field, respectively [75].

基于等离子体动力论理论, Sun等人研究了质子束流对质子温度各向异性不稳定性的影响[77]. 图24给出了质子温度各向异性阈值与背景质子平行热压比磁压$\beta_{pc\parallel}$的依赖关系, 其中不同线分别表示不同的生长率取值$\gamma/\omega_{cp} = 0.001$、0.01和0.1 ($\omega_{cp}$表示背景质子回旋频率)[77]. 左图表示平行传播的不稳定性阈值, 右图表示斜传播的不稳定性阈值. 黑色的点斜线表示Maruca等[32]给出的不稳定

性阈值. 从图24可知, 由于存在质子束流, 平行阿尔文/离子回旋波、平行磁声/哨声波和斜阿尔文波对温度各向异性的限制更严苛, 而镜像波对温度各向异性的限制几乎不变.

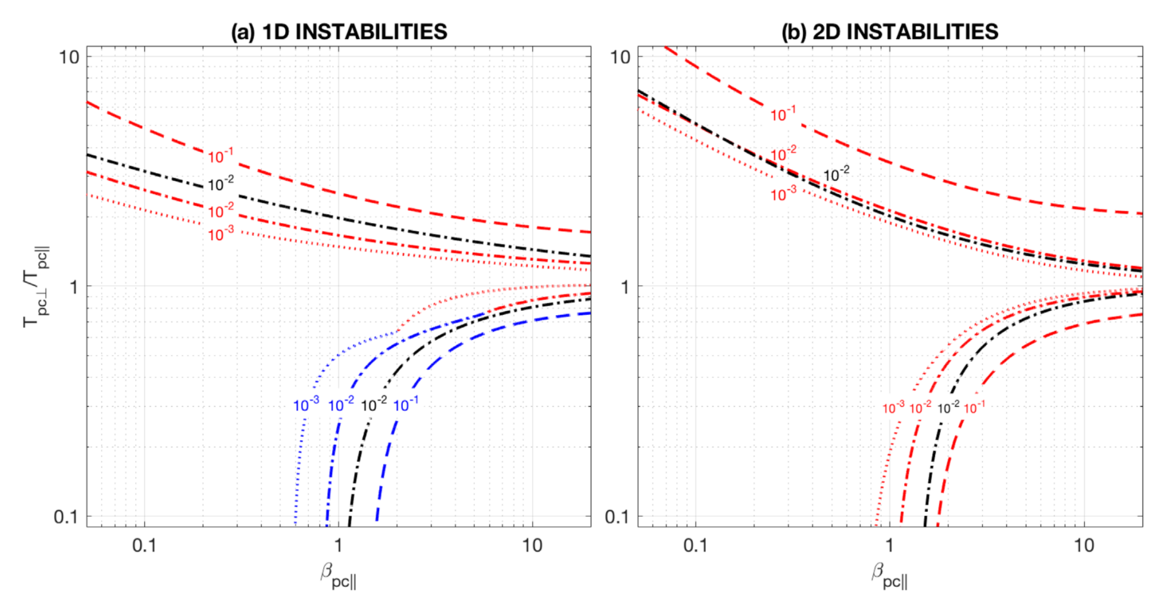


图 24 质子温度各向异性阈值与背景质子平行热压比磁压$\beta_{\rm pc\|}$的依赖关系, 其中不同线分别表示不同的生长率取值$\gamma/\omega_{\rm cp}=0.001$、0.01和0.1. 左图表示平行传播的不稳定性阈值, 右图表示斜传播的不稳定性阈值[77].

Fig. 24 Proton temperature anisotropy threshold $T_{\rm pc\perp}/T_{\rm pc\|}$ as a function of the ratio of the background proton parallel thermal pressure to the magnetic pressure $\beta_{\rm pc\|}$, where the different lines correspond to different values of growth rate $\gamma/\omega_{\rm cp}=0.001$, 0.01 and 0.1, respectively. The left panel corresponds to the instability thresholds for the parallel propagation, and the right panel corresponds to the instability thresholds of the oblique propagation[77].

图25给出了$T_{\rm pc\perp}/T_{\rm pc\|}$与$\beta_{\rm pc\|}$平面内最强不稳定性的分布[77]. 从上至下图分别表示归一化的最大生长率$\gamma_{\rm max}/\omega_{\rm cp}$、归一化的频率$\omega_{\rm r}/\omega_{\rm cp}$、磁场比值的绝对值abs (B_y/B_x)和磁场比值的俯角arg (B_y/B_x). 左图和右图分别表示传播角$\theta=30°$和$\theta=68°$. 如图25所示, 在$\beta_{\rm pc\|}<0.2$区域, 除了电磁离子回旋不稳定性, 还可以触发由质子束流和α束流共同激发的斜阿尔文波产生的离子束流不稳定性.

为了对比理论与观测结果, Hellinger等人探究了慢速和快速太阳风中质子温度各向异性的观测分布与不稳定性理论阈值的相关性[78]. 图26给出了在慢速太阳风$v_{\rm p}\leqslant 600$ km情形下, $T_{\rm p\perp}/T_{\rm p\|}$与$\beta_{\rm p\|}$平面内质子温度各向异性理论结果与观测结果的对比, 其中左图实线和虚线分别表示平行阿尔文/离子回旋不稳定性和平行火舌管不稳定性的理论阈值, 右图点线和点虚线分别表示镜像不稳定性和斜火舌管不稳定性的理论阈值[78]. 蓝色图案表示WIND卫星在1995—2001年期间观测的质子温度各向异性事件. 图27给出了在快速太阳风$v_{\rm p}>600$ km情形下, $T_{\rm p\perp}/T_{\rm p\|}$与$\beta_{\rm p\|}$平面内质子温度各向异性理论结果与观测结果的对比[78]. 从图26和27可知, 在慢速太阳风中, 镜像和斜火舌管不稳定性限制质子温度各向异性的分布, 在快速太阳风中, 镜像和平行火舌管不稳定性束缚质子温度各向异性的分布.

基于等离子体动力论理论和混合模拟程序, Xiang等人进一步研究质子温度各向异性和α束流不稳定性的非线性波粒相互作用对质子温度各向异性的影响[79]. 研究结果表明, 在低β等离子体环境

中($\beta_{p\parallel} < 0.2$), α束流不稳定性能有效激发斜阿尔文/离子回旋波, 质子温度各向异性则有效激发平行阿尔文/离子回旋波. 在$\beta_{p\parallel} < 0.2$和$T_{p\perp} < T_{p\parallel}$等离子体环境中, 斜阿尔文/离子回旋波的非线性波粒相互作用能有效减速α束流, 并使其漂移速度低于局地阿尔文速度, 同时, 对背景质子进行垂直加热, 且$\beta_{p\parallel}$越大时加热越弱. 因此, 斜阿尔文/离子回旋波能有效限制$\beta_{p\parallel} < 0.2$和$T_{p\perp}/T_{p\parallel} < 2$处质子温度各向异性的分布, 使其呈现$\beta_{p\parallel}$和$T_{p\perp}/T_{p\parallel}$的反相关性. 在$\beta_{p\parallel} < 0.2$和$T_{p\perp} > T_{p\parallel}$等离子体环境中, 斜阿尔文/离子回旋波的非线性波粒相互作用能有效减速α束流, 而平行阿尔文/离子回旋波的非线性波粒相互作用能有效限制质子温度各向异性, 使其低于不稳定性阈值. 因此, 斜传播和平行传播的阿尔文/离子回旋波的共同作用能有效限制低β等离子体环境中质子温度各向异性的分布.

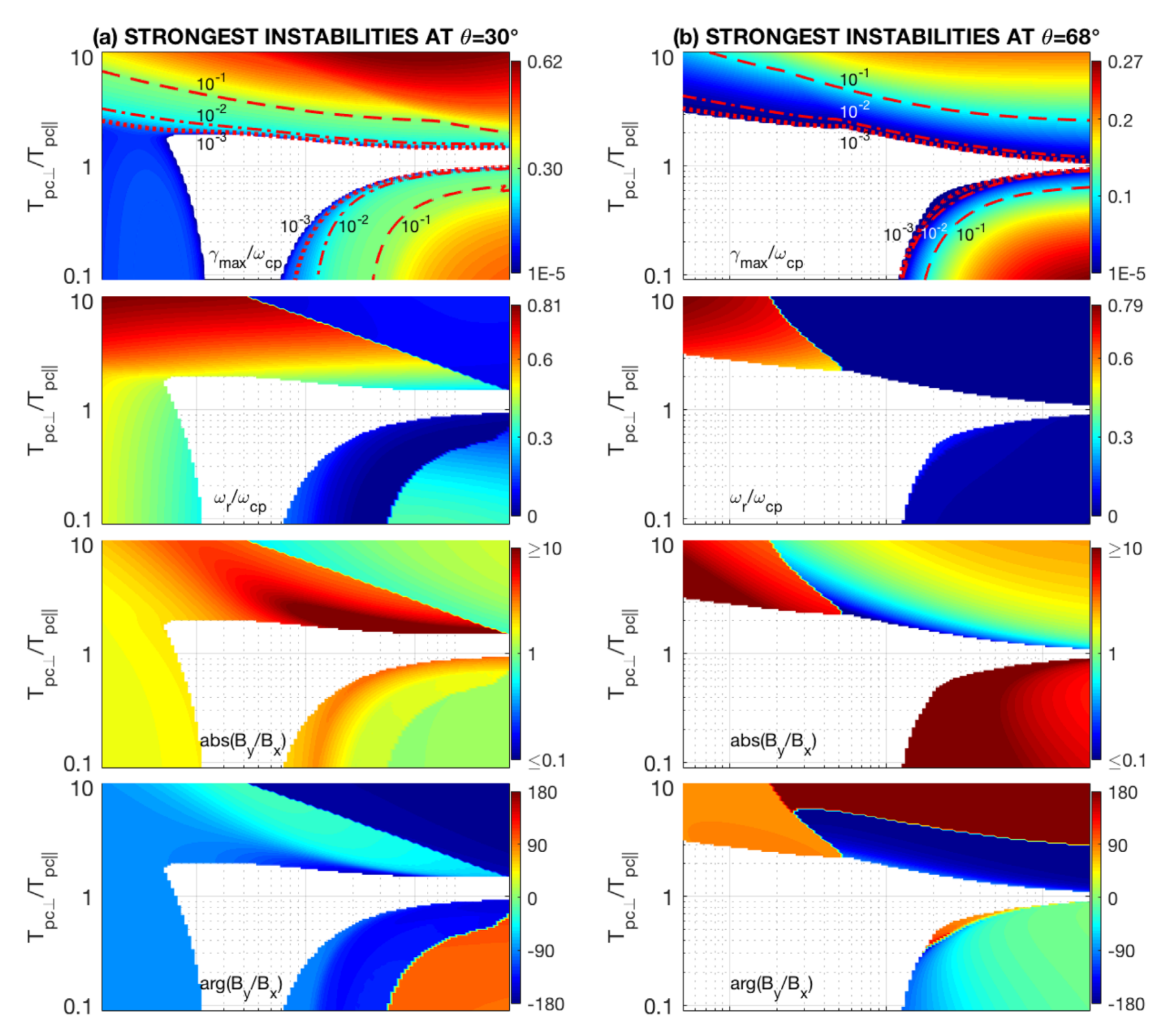


图 25 $T_{pc\perp}/T_{pc\parallel}$与$\beta_{pc\parallel}$平面内最强不稳定性的分布. 从上至下图分别表示归一化的最大生长率γ_{max}/ω_{cp}、归一化的频率ω_r/ω_{cp}、磁场比值的绝对值abs (B_y/B_x)和磁场比值的俯角arg (B_y/B_x). 左图和右图分别表示传播角$\theta = 30°$和$\theta = 68°$[77].

Fig. 25 The strongest instability in the plane of $\beta_{pc\parallel}$ and $T_{pc\perp}/T_{pc\parallel}$. Top to bottom panels correspond to the normalized maximum growth rate γ_{max}/ω_{cp}, normalized frequency ω_r/ω_{cp}, absolute ratio of two components of the magnetic field abs (B_y/B_x), and angle of the ratio of two components of the magnetic field arg (B_y/B_x). The left and right panels represent the propagation angles $\theta = 30°$ and $\theta = 68°$, respectively[77].

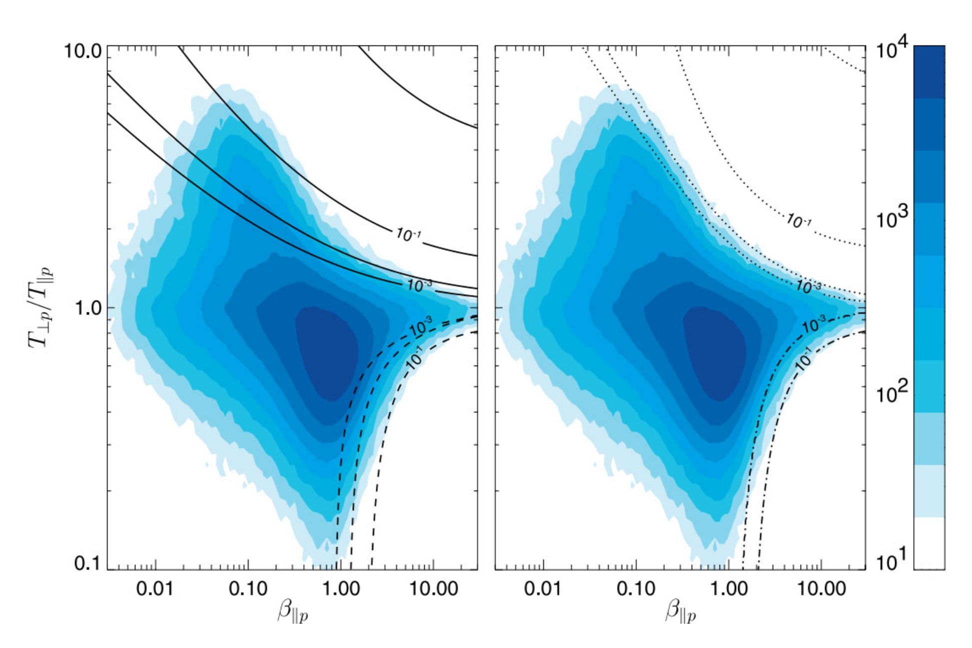


图 26 在慢速太阳风$v_{\rm p}\leqslant 600$ km情形下$T_{\rm p\perp}/T_{\rm p\parallel}$与$\beta_{\rm p\parallel}$平面内理论结果与观测结果的对比, 其中左图实线和虚线分别表示平行阿尔文/离子回旋不稳定性和平行火舌管不稳定性的理论阈值, 右图点线和点虚线分别表示镜像不稳定性和斜火舌管不稳定性的理论阈值. 蓝色区域表示WIND卫星在1995—2001年期间观测的质子温度各向异性事件[78].

Fig. 26 The comparison between the theoretical result and observational results in the $\beta_{\rm p\parallel}-T_{\rm p\perp}/T_{\rm p\parallel}$ space for the slow solar wind $v_{\rm p}\leqslant 600$ km. In the left panel the solid and dashed lines correspond to the theoretical thresholds of the parallel Alfvén/ion cyclotron and parallel firehose instabilities, respectively, and in the right panel the dotted and dot-dashed lines correspond to the theoretical thresholds of the mirror and oblique firehose instabilities, respectively. The blue area represents the proton temperature anisotropy cases from WIND observations during 1995—2001[78].

4.3 EMIC波对太阳风加热与加速的作用

由于EMIC波可以与离子发生回旋共振效应, 从而有效地将波能传递给离子, 因此, EMIC波在太阳和空间等离子体的波能耗散、粒子加热与加速等能化现象中发挥着非常重要的作用. Marsch等人研究了平行传播的阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波的共振波粒相互作用对离子加热和加速的影响[80]. 研究结果表明, 波粒相互作用导致α粒子被优先加速. 由于阿尔文/离子回旋波和磁声/哨声波的共同作用, α粒子被加速至接近局地阿尔文速度. 通过分析波的阻尼率, 发现较重的离子被优先加热, 导致α粒子热速度略大于质子热速度. 基于一维混合模拟程序, Ofman等人进一步研究了离子尺度湍流的能量谱指数和频率范围对太阳风离子加热和加速的影响[81]. 研究结果表明, 离子加热对离子共振的频率范围内的功率谱密度非常敏感. 由于功率谱形式多样, 重离子很容易被加热至温度各向异性. 质子被稍微加热且几乎保持温度各向同性.

基于WIND卫星观测, Kasper等人发现了太阳风中阿尔文/离子回旋耗散的观测证据[82]. 研究结果表明, 当α束流的漂移速度相对于阿尔文速度较小且碰撞不频繁时, α粒子被优先加热, 且其垂直热速度增加6倍以上. 这些特征与多种离子存在时耗散机制的理论预测是一致的. 此外, 当α束流的漂移速度大于声速时, α粒子加热更加有效. 基于Parker Solar Probe卫星观测, Bowen等人发现阿尔文/离子回旋波与共振阻尼机制的相关性[83]. 研究结果表明, 质子分布函数在准线性演化过程中以10^{-14} K $\cdot$ m^{-3}的加热率吸收阿尔文/离子回旋波的波能, 这表明阿尔文/离子回旋波可以通过回旋共振阻尼机制加热太阳风.

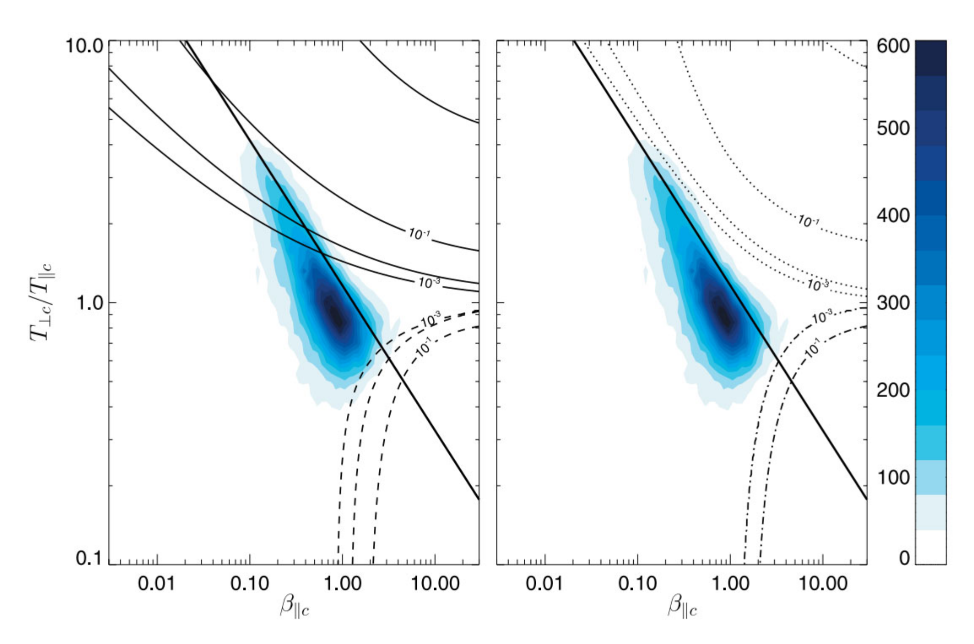


图 27 在快速太阳风$v_{\rm p} > 600$ km情形下$T_{\rm p\perp}/T_{\rm p\parallel}$与$\beta_{\rm p\parallel}$平面内理论结果与观测结果的对比, 其中左图实线和虚线分别表示平行阿尔文/离子回旋不稳定性和平行火舌管不稳定性的理论阈值, 右图点线和点虚线分别表示镜像不稳定性和斜火舌管不稳定性的理论阈值. 蓝色区域表示WIND卫星在1995—2001年期间观测的质子温度各向异性事件[78].

Fig. 27 The comparison between the theoretical result and observational results in the $\beta_{\rm p\parallel} - T_{\rm p\perp}/T_{\rm p\parallel}$ space for the fast solar wind $v_{\rm p} > 600$ km. In the left panel the solid and dashed lines correspond to the theoretical thresholds of the parallel Alfvén/ion cyclotron and parallel firehose instabilities, respectively, and in the right panel the dotted and dot-dashed lines correspond to the theoretical thresholds of the mirror and oblique firehose instabilities, respectively. The blue area represents the proton temperature anisotropy cases from WIND observations during 1995—2001[78].

5 讨论与展望

太阳风中的EMIC波自2009年被报道以来, 在观测和理论上都得到了比较丰富的研究, 其在解释太阳风加热和加速问题上也显示出相当的潜力[84]. 目前, 统计结果显示EMIC波在太阳风中普遍存在, 通常发生在具有径向分布的太阳风环境中. 然而, 由于卫星轨道的限制, 大部分报道的电磁离子回旋波事件都发生在黄道面内, 而对黄道面外高纬度太阳风中电磁离子回旋波的研究很少.

另一方面, 太阳风总是处于高度湍动状态, 诸如行星际激波、行星际间断结构、行星际日冕物质抛射和共转相互作用区等大尺度结构涵盖其中, 这些结构可能为电磁离子回旋波的激发提供不同类型的自由能. 对于不同类型的太阳风等离子体, 其成分和结构存在明显差异. 此外, 当太阳风在行星际空间传播时, 背景等离子体环境以及主要的等离子体参量都发生相应的变化. 特别是在不同径向距离、不同纬度处, 离子和电子速度分布函数、温度各向异性等自由能形式明显不同. 太阳风中复杂多变的等离子体环境使得电磁离子回旋波的激发条件变得更加复杂, 导致频率范围、偏振特性、持续时间等波动特性也存在明显差异.

目前我们对太阳风中EMIC波的研究仍处于初步阶段, 把观测研究同理论研究以及数值模拟相结合来研究太阳风中的等离子体波动应当是未来值得重点关注的工作. 随着卫星探测技术的提高, Parker Solar Probe和Solar Orbiter卫星收集了大量内日球层的实地探测数据, 其中前者弥补了0.3 AU以内的黄道面内太阳风实地探测的空白, 而后者为研究高纬度太阳风环境提供了新的观测数据. 基于新的卫星数据, 我们可以预期在不久的将来可以进一步加深对太阳风中EMIC波的认识.

参考文献

[1] 涂传诒, 宗秋刚, 何建森, 等. 日地空间物理学上册. 2版. 北京: 科学出版社, 2020
[2] Kivelson M G, Russell C T. 太空物理学导论. 曹晋滨, 李磊, 吴季, 等, 译. 北京: 科学出版社, 2001
[3] Treumann R A, Baumjohann W. Advanced Space Plasma Physics. London: Imperial College Press, 1997
[4] Meyer-Vernet N. Basics of the Solar Wind. Cambridge: Cambridge University Press, 2012
[5] Melrose D B. Instabilities in Space and Laboratory Plasmas. Cambridge: Cambridge University Press, 1989
[6] Schwenn R, Marsch E. Physics of the Inner Heliosphere, II. Particles, Waves and Turbulence. Berlin: Springer, 1991
[7] Gary S P. Theory of Space Plasma Microinstabilities. Cambridge: Cambridge University Press, 1993
[8] Vech D, Martinović M M, Klein K G, et al. A&A, 2021, 650: A10
[9] Gary S P, Fuselier S A, Anderson B J. JGRA, 1993, 98: 1481
[10] Leamon R J, Smith C W, Ness N F, et al. JGRA, 1998, 103: 4775
[11] Woodham L D, Wicks R T, Verscharen D, et al. ApJ, 2018, 856: 49
[12] Stix T H. Waves in Plasmas. New York: American Institute of Physics, 1992
[13] Hollweg J V, Johnson W. JGRA, 1988, 93: 9547
[14] Cranmer S R. ApJS, 2014, 213: 16
[15] Marsch E, Tu C Y. SoPh, 1997, 176: 87
[16] Ozak N, Ofman L, Viñas A F. ApJ, 2015, 799: 77
[17] He J S, Wang L H, Tu C Y, et al. ApJ, 2015, 800: L31
[18] He J S, Tu C Y, Marsch E, et al. ApJ, 2012, 745: L8
[19] Jian L K, Russell C T, Luhmann J G, et al. ApJ, 2009, 701: L105
[20] Jian L K, Russell C T, Luhmann J G, et al. JGRA, 2010, 115: A12115
[21] Jian L K, Wei H Y, Russell C T, et al. ApJ, 2014, 786: 123
[22] Boardsen S A, Jian L K, Raines J L, et al. JGRA, 2015, 120: 10207
[23] Bowen T A, Mallet A, Huang J, et al. ApJS, 2020, 246: 66
[24] Bale S D, Horbury T S, Velli M, et al. ApJ, 2021, 923: 174
[25] Omidi N, Isenberg P, Russell C T, et al. JGRA, 2014, 119: 1442
[26] Omidi N, Russell C T, Jian L K, et al. JGRA, 2014, 119: 8750
[27] Gary S P, Jian L K, Broiles T W, et al. JGRA, 2016, 121: 30
[28] Jian L K, Moya P S, Viñas A F, et al. AIP Conference Proceedings, 2016, 1720: 040007
[29] Kasper J C. Solar Wind Plasma: Kinetic Properties and Micro-instabilities. Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 2002
[30] Zhang W L, Xiang L, Li Q H., et al. RAA, 2022, 22: 015018
[31] Bale S D, Kasper J C, Howes G G, et al. PhRvL, 2009, 103: 211101
[32] Maruca B A, Kasper J C, Gary S P. ApJ, 2012, 748: 137
[33] Bourouaine S, Verscharen D, Chandran B D G, et al. ApJ, 2013, 777: L3
[34] Yoon P H. RvMPP, 2017, 1: 4
[35] Price C P, Swift D W, Lee L C. JGRA, 1986, 91: 101
[36] Lu Q M, Wang S. JGRA, 2006, 111: A05204
[37] Russell C T, Blanco-Cano X. JASTP, 2007, 69: 1723
[38] Araneda J A, Marsch E, Viñas A F. PhRvL, 2008, 100: 125003
[39] Ofman L, Viñas A F, Roberts D A. JGRA, 2017, 122: 5839
[40] Klein K G, Alterman B L, Stevens M L, et al. PhRvL, 2018, 120: 205102
[41] Xiang L, Wu D J, Chen L. ApJ, 2018, 857: 108
[42] Xiang L, Wu D J, Chen L. ApJ, 2018, 869: 64
[43] Simons D J, Pongratz M B, Gary S P. JGRA, 1980, 85: 671
[44] Convery P D, Gary S P. JGRA, 1997, 102: 2351
[45] Leamon R J, Matthaeus W H, Smith C W, et al. ApJ, 2000, 537: 1054
[46] Hamilton K, Smith C W, Vasquez B J, et al. JGRA, 2008, 113: A01106
[47] Tsurutani B T, Smith E J. GeoRL, 1984, 11: 331
[48] Zhao G Q, Feng H Q, Wu D J, et al. ApJ, 2019, 871: 175
[49] Zhao G Q, Li H, Feng H Q, et al. ApJ, 2019, 884: 60
[50] Zhao G Q, Feng H Q, Wu D J, et al. ApJ, 2020, 889: L14
[51] Podesta J J, Gary S P. ApJ, 2011, 742: 41
[52] Gary S P. JPlPh, 1986, 35: 431
[53] Xiang L, Ma B, Li Q H, et al. RAA, 2021, 21: 252
[54] Zhao J S, Wang T Y, Graham D B, et al. ApJ, 2020, 890: 17
[55] Wu D J, Chao J K, Lepping R P. JGRA, 2000, 105: 12627
[56] Ruffenach A, Lavraud B, Farrugia C J, et al. JGRA, 2015, 120: 43
[57] Moullard O, Burgess D, Salem C, et al. JGRA, 2001, 106: 8301
[58] Siu-Tapia A, Blanco-Cano X, Kajdic P, et al. JGRA, 2015, 120: 2363
[59] Zhao G Q, Chu Y H, Lin P H, et al. JGRA, 2017, 122: 4879
[60] Li Q H, Yang L, Wu D J, et al. ApJ, 2019, 874: 55
[61] Li Q H, Yang L, Xiang L, et al. ApJ, 2020, 892: 98
[62] Zhao G Q, Feng H Q, Wu D J, et al. ApJ, 2017, 847: L8

[63] Burlaga L F. JGR, 1974, 79: 3717
[64] Cranmer S R. SSRv, 2002, 101: 229
[65] McManus M D, Verniero J, Bale S D, et al. 2022, ApJ, 933, 43
[66] Lu Q, Du A, Li X. PoP, 2009, 16: 042901
[67] Zhao J S, Wang T Y, Dunlop M W, et al. ApJ, 2018, 867: 58
[68] Zhao J S, Wang T Y, Dunlop M W, et al. GeoRL, 2019, 46: 4545
[69] Zhao J S, Wang T Y, Shi C, et al. ApJ, 2019, 883: 185
[70] Gary S P, Foosland D W, Smith C W, et al. PhFl, 1984, 27: 1852
[71] Gary S P, Madland C D, Tsurutani B T. PhFl, 1985, 28: 3691
[72] Gary S P. ApJ, 1985, 288: 342
[73] Daughton W, Gary S P. JGRA, 1998, 103: 20613
[74] Xiang L, Lee K H, Wu D J, et al. ApJ, 2020, 899: 61
[75] Xiang L, Lee K H, Wu D J, et al. ApJ, 2021, 916: 30
[76] Gary S P, Montgomery M D, Feldman W C, et al. JGR, 1976, 81: 1241
[77] Sun H Y, Zhao J S, Xie H S, et al. ApJ, 2019, 884: 44
[78] Hellinger P, Trávníček P, Kasper J C, et al. GeoRL, 2006, 33: L09101
[79] Xiang L, Lee K H, Wu D J, et al. ApJ, 2023: In Review
[80] Marsch E, Goertz C K, Richter K. JGRA, 1982, 87: 5030
[81] Ofman L, Gary S P, Viñas A. JGRA, 2002, 107: 1461
[82] Kasper J C, Lazarus A J, Gary S P. PhRvL, 2008, 101: 261103
[83] Bowen T A, Chandran B D G, Squire J, et al. PhRvL, 2022, 129: 165101
[84] 向梁. 天文学报, 2021, 62: 45

Advances in Observation and Theory of Electromagnetic Ion Cyclotron Waves in the Solar Wind

LI Qiu-huan[1] YANG Lei[2] XIANG Liang[1] ZHAO Guo-qing[1] WU De-jin[2]

(1 Institute of Space Physics, Luoyang Normal University, Luoyang 471934)

(2 Key Laboratory of Planetary Sciences, Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)

Abstract Electromagnetic Ion Cyclotron (EMIC) waves in the solar wind have received much attention since they were discovered. EMIC waves are important in the plasma heating and acceleration in the solar wind because they can effectively transfer wave energy to ions via the cyclotron resonance. This paper summarizes the progress of EMIC waves observation and theoretical research in the solar wind, including a series of results obtained from EMIC waves observation in and out of magnetic clouds, Interplanetary Coronal Mass Ejections (ICMEs) sheath region, and the research progress for excitation mechanism of EMIC waves based on observations. Finally, the potential research of EMIC waves in the solar wind in the future is anticipated.

Key words Sun: solar wind, waves, instabilities